



**Rogério Nunes
Nogueira**

Redes de Bragg em fibra óptica



**Rogério Nunes
Nogueira**

Redes de Bragg em fibra óptica

Dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Doutor em Física, realizada sob a orientação científica do Dr. João de Lemos Pinto, Professor Catedrático do Departamento de Física da Universidade de Aveiro e do Dr. José Ferreira da Rocha, Professor Catedrático do Departamento de Engenharia Electrónica e Telecomunicações da Universidade de Aveiro.

o júri

presidente

Prof. Doutor José Abrunheiro da Silva Cavaleiro
Professor Catedrático da Universidade de Aveiro

Prof. Doutor João de Lemos Pinto
Professor Catedrático da Universidade de Aveiro

Prof. Doutor José Rodrigues Ferreira da Rocha
Professor Catedrático da Universidade de Aveiro

Prof. Doutor Henrique José Almeida da Silva
Professor Associado da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra

Prof. Doutor José Luís Campos de Oliveira Santos
Professor Associado da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto

Prof. Doutor Hypolito José Kalinowski
Professor Coordenador do Centro Federal de Educação Tecnológica do Paraná, Curitiba, Brasil

agradecimentos

O trabalho desenvolvido ao longo desta dissertação contou com a valiosa contribuição de inúmeras pessoas e instituições.

Em primeiro lugar, gostaria de agradecer aos meus dois orientadores: o Prof. Doutor João de Lemos Pinto e o Prof. Doutor José Ferreira da Rocha, pelas suas qualidades humanas e por todo o apoio, empenho, confiança e permanente disponibilidade que demonstraram. Estou também grato a ambos pela contribuição valiosa na revisão desta tese e pela liberdade de acção que deram, permitindo que o trabalho desenvolvido contribuisse de forma importante para o meu desenvolvimento profissional e pessoal.

Ao colega e amigo Prof. Doutor António Teixeira pelo apoio concedido e pelas produtivas discussões científicas que contribuíram para o enriquecimento deste trabalho.

Ao Prof. Doutor Hypolito Kalinowski do Centro Federal de Tecnologia do Paraná por todo o apoio demonstrado e constante partilha de experiências e ensinamentos ao longo destes anos.

Uma palavra de apreço à Prof. Doutora Ilda Abe, Prof. Doutor Jean Silva, Eng. Ilídio Pinto, Prof. Doutor Paulo André, Prof. Doutor Mário Lima, Mestre Rogério Dionísio e Mestre Lídia Carvalho pelo companheirismo e pela contribuição directa ou indirecta ao longo desta tese.

Gostaria também de destacar: o Dr. António José, o Prof. Doutor Paulo Lopes, o Eng. Tiago Silveira, o Prof. Doutor António Simões e a Dra. Rosanne Falate.

Gostaria ainda de agradecer: ao Instituto de Telecomunicações pelo apoio financeiro concedido durante o primeiro ano da tese e pela disponibilidade logística; ao INESC-Porto, em especial ao Eng^o Orlando Frazão e ao Prof. Doutor José Luís Santos, e ao Instituto de Estudos Avançados do Brasil, em especial à Dra. Cármen Barbosa, pelo fornecimento de algumas redes de Bragg durante o primeiro ano da tese; ao Centro Federal de Tecnologia do Paraná, em especial ao Prof. Doutor Fabris, e à PUC-Rio, em especial ao Prof. Doutor Guedes Valente, que me acolheram temporariamente; à Siemens S.A., em especial ao Prof. Doutor Paulo Monteiro, e à Portugal Telecom Inovação, em especial ao Eng. Fernando Morgado, pela disponibilização de determinados equipamentos científicos; à Fundação para a Ciência e Tecnologia e ao Fundo Social Europeu pelo apoio financeiro no âmbito do III Quadro Comunitário de Apoio.

Um agradecimento sentido à Sara pela paciência, apoio constante e pela valiosa contribuição na redacção deste documento.

Finalmente, mas não menos importante, um agradecimento especial a todos os meus familiares e amigos que me encorajaram e apoiaram desde o primeiro momento.

A todos, o meu muito obrigado!

resumo

O presente trabalho tem por objectivo o estudo e desenvolvimento de Redes de Bragg em fibra óptica. As redes de Bragg em fibra óptica são componentes ópticos com capacidades de filtragem únicas, tornando-os bastante úteis no desenvolvimento de diversos dispositivos para as comunicações ópticas ou como sensores de alta precisão para a biomecânica, a aeronáutica, o ambiente ou a engenharia civil.

Deste modo, foi efectuada uma abordagem teórica onde foram demonstrados e simulados os princípios de funcionamento das redes de Bragg. Para isso, utilizou-se a teoria dos modos acoplados em fibra óptica.

Posteriormente, foi descrito o sistema de gravação implementado para a gravação de redes de Bragg. O sistema permite a gravação de redes de Bragg por quatro métodos distintos. Foi também desenvolvido um modelo teórico do sistema, que permite tornar o processo de gravação totalmente automatizado.

Implementaram-se diferentes técnicas de caracterização de redes de Bragg. Entre elas, destaca-se a aplicação de pressão pontual, que permite obter informação espacial sobre estruturas complexas baseadas em redes de Bragg.

Foram desenvolvidos e caracterizados diferentes dispositivos baseados em redes de Bragg com aplicações nas comunicações ópticas, tais como filtros, compensadores de dispersão e sensores biomecânicos.

Foram também estudadas as redes de Bragg gravadas em fibra de elevada birrefringência. Devido às propriedades únicas de filtragem no comprimento de onda e na polarização, foi possível desenvolver diversos dispositivos com aplicações na compensação da dispersão dos modos de polarização, na conversão de comprimentos de onda e na geração de bombas ópticas. Com base nestas redes especiais, foram também desenvolvidos métodos de optimização de sistemas de comunicação óptica.

Palavras-chave: Redes de Bragg, comunicações ópticas, conversores de comprimentos de onda, sensores.

abstract

The objective of this thesis is the study and development of fiber Bragg gratings, which have unique optical processing properties. Therefore, Bragg gratings are quite interesting for the development of devices for optical communications, biomechanics, environment or civil.

The work started with a theoretical analysis of the coupled mode theory applied to fiber Bragg gratings. The theoretical study was completed with the study of some simulation techniques.

The recording of fiber Bragg gratings was also addressed in this work, where an automated recording setup has been implemented, based on the theoretical model developed in this thesis.

We proceeded with the study and implementation of different characterization techniques. One of them is based on the local pressure, which enable the characterization of complex structures based on fiber Bragg gratings.

We have also studied and implemented different devices, based on Bragg gratings, for dispersion compensation, optical filtering and biomechanical sensing.

Finally, we have studied fiber Bragg gratings written in highly birefringent fibers. These components have exceptional properties regarding the filtering in wavelength and polarization, which enabled the implementation of devices for polarization mode dispersion compensation, optical pumps and wavelength conversion. Some optimization techniques, based on these gratings, for optical communications, were also developed.

Key-words: Fiber Bragg gratings, optical communications, optical sensors, wavelength converters.

*"O que é importante na ciência não é tanto
descobrir novos factos, mas sim descobrir
novas formas de pensar sobre eles"*

Sir William Bragg, 1862-1942
(co-autor da condição de Bragg)

Aos meus pais,

À Sara.

Glossário de acrónimos

ASE	Amplified Spontaneous Emission	Emissão espontânea amplificada
AWG	Arrayed Waveguide Grating	Rede de difracção baseada em agregados de guias de onda
BOP	Broadband Orthogonal Pumps	Bombas ortogonais com sintonia numa largura de banda elevada
BS		Estação local
CDMA	Code Division Multiple Access	Acesso múltiplo por divisão do código
CS		Estação central
DCF	Dispersion Compensation Fiber	Fibra para a compensação da dispersão
DS	Dispersion Slope	Dispersão de 3ª ordem
DSF	Dispersion Shifted Fiber	Fibra de dispersão deslocada
DWDM	Dense Wavelength Division Multiplexing	Multiplexagem densa no comprimento de onda
EDF	Erbium Doped Fiber	Fibra dopada com érbio
EDFA	Erbium Doped Fiber Amplifier	Amplificador óptico de fibra dopada com érbio
FBG	Fiber Bragg Grating	Rede de Bragg em fibra óptica
FSR	Free-Spectral Range	Intervalo espectral livre
FWHM	Full Width at Half Maximum	Largura a meia altura
FWM	Four Wave Mixing	Mistura de quatro ondas
GVD	Group Velocity Dispersion	Dispersão da velocidade de grupo
HiBi	Highly Birefringent	De elevada birrefringência
HNL-DSF	Highly Non-Linear Dispersion Shifted Fiber	Fibra com dispersão deslocada e coeficiente não linear elevado.
IEC	Internal Elliptical Cladding	Fibra com bainha interna elíptica.
IP	Internet Protocol	Protocolo de Internet
LED	Light Emitting Diode	Díodo emissor de luz
LP	Linear Polarised	Polarizado linearmente
MAI	Multiple-Access Interference	Interferência por acesso múltiplo ao meio

MWOOC	Multiwavelength Optical Orthogonal Codes	Códigos ópticos ortogonais
MZ:	Mach-Zehnder	Mach-Zehnder (modulador electroóptico)
NRZ	Non Return to Zero	Não retorno a zero
OADM	Optical Add Drop Multiplexer	Nó óptico de extracção e inserção de canais
OCDMA	Optical Code Division Multiple Access	Acesso múltiplo por divisão do código no domínio óptico
OFDR	Optical Frequency Domain Reflectometry	Reflectometria óptica no domínio da frequência
OSA	Optical Spectrum Analyser	Analizador de espectros ópticos
PANDA	Polarization-Maintaining AND Attenuation-Reducing	Fibra conservadora de polarização com redução da atenuação
PBC	Polarization Beam Combiner	Combinador de polarização
PBS	Polarization Beam Splitter	Separador das componentes da polarização
PC	Polarization Controller	Controlador de polarização
PIN	Positive – Intrinsic- Negative	Positivo – Intrínseco – Negativo (fotodíodo)
PMD	Polarisation Mode Dispersion	Dispersão devido aos modos de polarização
PRBS	Pseudo Random Bit Sequence	Sequência de bits pseudo-aleatória
RF	Radio Frequency	Radiofrequência
RoF	Radio-over-Fiber	Ondas milimétricas em fibra óptica
RSOA	Reflective Semiconductor Optical Amplifier	Amplificador óptico semiconductor reflectivo
SOA	Semiconductor Optical Amplifier	Amplificador óptico semiconductor
TEC	Thermo-Electric Cooler	Módulo termo-eléctrico de arrefecimento
UV	Ultraviolet	Ultravioleta
WDM	Wavelength Division Multiplexing	Multiplexagem no comprimento de onda
WDMA	Wavelength Division Multiple Access	Acesso múltiplo por divisão do comprimento de onda

Lista de símbolos e constantes

A	Polarizabilidade macroscópica
$A^+(z)$	Campo propagante
A_{eff}	Área efectiva
A_j	Amplitude de variação lenta do modo j com propagação segundo $+z$ (teoria dos modos acoplados)
$A_p(z)$	Função de apodização (FBG)
A_k^+	Campo propagante na secção de índice k (método da matriz de transferência)
a_m	Coeficiente da expansão de Fourier de ordem m (teoria dos modos acoplados)
B	Birrefringência da fibra óptica
B_k^+	Campo contrapropagante na secção de índice k (método da matriz de transferência)
$B^+(z)$	Campo contrapropagante
B_j	Amplitude de variação lenta do modo j com propagação segundo $-z$ (teoria dos modos acoplados)
c	Velocidade da luz no vazio ($299792458 \text{ ms}^{-1}$)
C	Termo de correcção de 4ª ordem
$C(r,t)$	Concentração na fibra em função da posição axial e do tempo.
C_0	Concentração de hidrogénio na câmara de hidrogenização
C_f	Constante fotoelástica da fibra óptica
d	Distância entre FBG (cavidade Fabry-Perot baseada em FBG)
D_0	Constante de difusão independente da temperatura e pressão do hidrogénio na sílica ($2.83 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$)
D_c	Coeficiente de dispersão
d_e	Distância entre espelhos
d_f	Distância do centro dos espelhos à fibra
D_F	Factor de degeneração
D_{FBG}	Atraso de grupo induzido pela FBG
D_H	Coeficiente de difusão
d_n	Distância entre o eixo da fibra e o eixo neutro da lâmina

e	Constante de Neper (2.7182818)
$\mathbf{e}_j^T(x, y)$	Distribuição transversal do campo
\mathbf{E}^T	Componente transversa do campo eléctrico (teoria dos modos acoplados)
F	Força aplicada
f_0	Frequência central
f_{mod}	Frequência de modulação
G	Ganho
G_x	Ganho para a polarização x (SOA)
G_y	Ganho para a polarização y (SOA)
$J_0(x)$	Função de Bessel de ordem 0
$J_1(x)$	Função de Bessel de ordem 1
$K_{kj}^t(z)$	Coefficiente de acoplamento transversal (teoria dos modos acoplados)
$K_{kj}^z(z)$	Coefficiente de acoplamento longitudinal (teoria dos modos acoplados)
L	Comprimento da rede de Bragg
L_k	Comprimento da secção de índice k da FBG (método da matriz de transferência)
L_0	Comprimento da lâmina na ausência de flexão
L_B	Comprimento de batimento
L_D	Comprimento da fibra
L_f	Comprimento de fibra sujeito a pressão transversal
$L_{flexão}$	Relacionado com $\theta_{flexão}$ e L_0
L_s	Comprimento do canal térmico
m	Ordem de difracção
M	Número de secções (método da matriz de transferência)
m_c	Número de comprimentos de onda disponíveis no código (OCDMA)
M_n	Número natural
n	Índice de refracção
n_{ar}	Índice de refracção do ar
n_{bnh}	Índice de refracção da bainha
n_{eff}	Índice de refracção efectivo da fibra sem exposição
$n_{eff,i}$	Índice de refracção efectivo do meio da onda incidente

$n_{eff,m}$	Índice de refração efectivo do meio da onda refractada
$n_{eff,x}$	Índice de refração efectivo do eixo x da fibra HiBi
$n_{eff,y}$	Índice de refração efectivo do eixo y da fibra HiBi
n_i	Índice de refração no meio da onda incidente
n_m	Índice de refração no meio da onda difractada
n_{nuc}	Índice de refração do núcleo
n_{silica}	Índice de refração da sílica
n_t	Número de parcelas temporais do código (OCDMA)
\bar{n}_x	Índice de refração médio no modo de polarização x
\bar{n}_y	Índice de refração médio no modo de polarização y
$\overline{n_{eff}}$	Valor médio do índice de refração efectivo numa FBG
p_{11}	Componente do tensor fotoelástico
p_{12}	Componente do tensor fotoelástico
p_e	Constante fotoelástica efectiva
P_p	Alteração no momento dipolar por unidade de volume (teoria dos modos acoplados)
P_x	Potência óptica segundo o eixo x da fibra HiBi
P_y	Potência óptica segundo o eixo y da fibra HiBi
Q	Factor de qualidade
q	Percentagem de ocupação temporal do pulso
R	Reflectividade (FBG)
r_e	Raio da esfera
r_f	Raio da fibra óptica
R_F	Coeficiente de reflexão (Fresnel)
R_{max}	Reflectividade máxima (FBG)
r_{nuc}	Raio do núcleo
R_{SOA}	Eficiência de conversão relativa
R_T	Constante universal dos gases (8.314 J/K)
S_{DL}	Sensibilidade à deformação longitudinal
S_T	Sensibilidade à temperatura da FBG
T	Temperatura

t	Tempo
T_k	Matriz de transferência da secção k (método da matriz de transferência)
V	Frequência normalizada
$v(z)$	Visibilidade (FBG)
V_d	Volume (modelo da densificação)
v_F	Velocidade da fibra
v_{MF}	Velocidade da máscara de fase
w	Frequência óptica
w_p	Peso do código (OCDMA)
Y	Módulo de Young
y_1	Largura mínima do canal térmico
y_2	Largura máxima do canal térmico
α	Ângulo de incidência do feixe na fibra
α_A	Coeficiente de expansão térmica
α_i	Alteração na medida de absorção
α_n	Coeficiente termo-óptico
α_f	Coeficiente de perdas da fibra
β	Constante de propagação
β_i	Constante de propagação da onda incidente
β_4	Derivada de quarta ordem da constante de propagação
β_{ar}	Constante de propagação fora da fibra
β_m	Constante de propagação da onda difractada
β_{nucleo}	Constante de propagação no núcleo
γ	Coeficiente não linear da fibra
δ	Parâmetro que relaciona o desfasamento entre o comprimento de onda de propagação e o comprimento de onda de Bragg quando $\overline{\delta n_{eff}} \rightarrow 0$
$\delta n_{eff}(z)$	Variação do índice de refração do modo guiado de uma fibra ao longo do eixo longitudinal (FBG)
$\overline{\delta n_{eff}}$	Variação do valor médio do índice de refração na FBG
δf_{3dB}	Largura de banda a 3 dB do filtro óptico
δn	Alteração / Transição de índice de refração

Δd_f	Alteração na distância entre o centro dos espelhos e a fibra
$\Delta\beta$	Discrepância de fase
$\Delta\epsilon(x,y,z)$	Perturbação na constante dielétrica (teoria dos modos acoplados)
$\Delta\tau_{analitico}$	Atraso de grupo diferencial calculado analiticamente
$\Delta\lambda_{Bragg}$	Variação no comprimento de onda de Bragg
$\Delta\nu_c$	Espaçamento entre canais
$\Delta\lambda_{chirp}$	Largura de banda de uma FBG aperiódica
$\Delta\lambda_{front}$	Largura de banda relacionada com λ_{front}
$\Delta\lambda_{HB}$	Diferença de comprimentos de onda entre os dois máximos de reflexão numa rede HiBi
$\Delta\lambda_{minimo}$	Largura de banda entre os primeiros mínimos (FBG)
$\Delta\phi_{mod}$	Diferença de fase entre sinal modulante e sinal detectado
$\Delta\rho_s$	Variação da densidade
$\Delta\lambda_{SC}$	Diferença de comprimentos de onda entre o sinal de entrada e o sinal convertido
ΔA	Alteração na polarizabilidade macroscópica
Δf	Desvio em relação a f_0
Δn	Amplitude de modulação do índice de refração (FBG)
Δn_α	Variação do índice de refração (modelo dos centros absorptivos)
Δn_d	Alteração do índice de refração (modelo da densificação)
ΔP	Perturbação mecânica
ΔT	Variação de temperatura
ΔV_d	Variação de volume (modelo da densificação)
$\Delta\theta$	Variação no ângulo dos espelhos
$\Delta\tau$	Atraso de grupo diferencial
ϵ	Constante dielétrica
ϵ_0	Constante dielétrica no vácuo ($8.8541878 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$)
ϵ_r	Permitividade relativa
ϵ_z	Elongação relativa segundo o eixo z
η	Coeficiente de confinamento de potência
η_D	Eficiência de conversão por FWM (DSF)

η_{FWM}	Eficiência de conversão por FWM (SOA)
θ	Ângulo dos espelhos
θ_b	Ângulo dos planos da perturbação do índice de refração (FBG inclinada)
$\theta_{flexão}$	Ângulo de flexão da lâmina
θ_i	Ângulo da onda incidente
θ_m	Ângulo da onda difractada
$\kappa(z)$	Constante de acoplamento
κ_D	Relacionado com γ e com $\Delta\beta$
κ_{DC}	Influência na propagação do valor médio do índice de refração na rede de Bragg
λ	Comprimento de onda
λ_0	Comprimento de onda de dispersão zero da fibra
λ_{Bragg}	Comprimento de onda de Bragg
λ_{front}	Comprimento de onda na fronteira da banda de reflexão
λ_{max}	Comprimento de onda máximo de reflexão numa FBG aperiódica
λ_{maximo}	Comprimentos de onda referentes aos máximos dos lóbulos laterais
λ_{min}	Comprimento de onda mínimo de reflexão numa FBG aperiódica
λ_{UV}	Comprimento de onda do feixe ultravioleta
λ_c	Autocorrelação (OCDMA)
Λ	Período da perturbação induzida no índice de refração (FBG)
Λ_0	Período à entrada da rede (FBG aperiódica)
Λ_e	Período da envolvente sinusoidal (FBG superestruturadas)
Λ_g	Período da variação rápida de amplitude do índice de refração (FBG superestruturadas)
Λ_{max}	Período máximo numa FBG aperiódica
Λ_{MF}	Período das depressões da máscara de fase
Λ_{min}	Período mínimo numa FBG aperiódica
Λ_N	Coeficiente de ordem N do polinómio descritivo da variação do período (FBG aperiódica)
ρ	Reflectividade
ρ_s	Densidade
$\hat{\sigma}$	Relacionado com δ e κ_{DC}

$\sigma_{x,y,z}$	Componente da tensão segundo o eixo x,y ou z, respectivamente
τ	Atraso de grupo
τ_c	Largura de pulso crítica
τ_x	Atraso de grupo na polarização x
τ_y	Atraso de grupo na polarização y
τ_{max}	Atraso de grupo máximo (FBG)
ν	Coeficiente de Poisson
$\phi(z)$	Variação do período (FBG)
ϕ_f	Salto de fase
ϕ_R	Fase
ϕ_{RA}	Fase acumulada
$\Phi_{HB}(z)$	Desfasamento das componentes ortogonais da polarização
$\hat{\phi}$	Relacionado com κ e com $\hat{\sigma}$
φ	Relacionado com κ e com $\hat{\sigma}$
φ_t	Ângulo de aplicação da força transversal relativamente ao eixo y da fibra HiBi
$\chi^{(3)}$	Susceptibilidade de 3ª ordem

o júri	
agradecimentos	
resumo	
abstract	
Glossário de acrónimos	
Lista de símbolos e constantes	
Índice	

CAPÍTULO 1 - Introdução	1
1.1 Enquadramento e motivação	1
1.2 Objectivos	4
1.3 Estrutura da dissertação	5
1.4 Principais contribuições	7
 CAPÍTULO 2 - Introdução às redes de Bragg em fibra óptica	 11
2.1 Introdução	11
2.2 Fotossensibilidade em fibras ópticas	12
2.2.1 Perspectiva histórica	12
2.2.2 Mecanismos da fotossensibilidade	14
2.2.2.1 Modelo dos centros absorptivos	14
2.2.2.2 Modelo do dipolo	17
2.2.2.3 Modelo da relaxação da tensão	18
2.2.2.4 Modelo da densificação/compactação	20
2.2.3 Técnicas de melhoria da fotossensibilidade	22
2.2.3.1 Co-dopagem	22
2.2.3.2 Hidrogenização	23
2.2.4 Classificação das redes de Bragg	25
2.3 Princípio de funcionamento	28
2.3.1 Introdução	28
2.3.2 Reflexão de Fresnel	29
2.3.3 Redes de difracção em fibras ópticas	30
2.4 Propriedades espaciais de uma rede de Bragg	34
2.4.1 Introdução	34
2.4.2 Redes de Bragg uniformes	36
2.4.3 Redes de Bragg apodizadas	37

2.4.4	Redes de Bragg aperiódicas.....	39
2.4.5	Redes de Bragg inclinadas.....	41
2.4.6	Redes de Bragg Superestruturadas	42
2.4.7	Cavidades Fabry-Perot em fibra óptica.....	43
2.4.8	Redes de Bragg com deslocamento de fase	45
2.4.9	Redes de Bragg com efeito Moiré.....	46
2.5	Conclusões.....	47
CAPÍTULO 3 - Teoria das redes de Bragg		49
3.1	Introdução	49
3.2	Introdução ao acoplamento de modos.....	50
3.3	Teoria dos modos acoplados aplicada às redes de Bragg.....	55
3.3.1	Análise genérica	55
3.3.2	Redes Uniformes	59
3.4	Simulação de redes de Bragg	62
3.4.1	Introdução	62
3.4.2	Determinação do espectro de redes fracas pela transformada de Fourier	63
3.4.3	Integração numérica pelo método Runge-Kutta	65
3.4.4	Método da matriz de transferência	65
3.4.4.1	Condições gerais de utilização do método da matriz de transferência.....	68
3.5	Propriedades espectrais das redes de Bragg.....	70
3.5.1	Redes Uniformes	70
3.5.2	Redes apodizadas	77
3.5.3	Redes aperiódicas.....	81
3.5.3.1	Redes de período variável.....	81
3.5.3.2	Redes aperiódicas por variação do índice de refração.....	85
3.5.4	Redes de ordem superior	86
3.5.5	Estruturas baseadas em redes de Bragg	87
3.6	Redes de Bragg gravadas em fibra de elevada birrefringência.....	90
3.6.1	Fibras de elevada birrefringência	90
3.6.2	Comprimento de coerência.....	93
3.6.3	Modelo de uma rede de Bragg gravada numa fibra de elevada birrefringência	94
3.7	Conclusões.....	97

CAPÍTULO 4 - Gravação de redes de Bragg em fibra óptica.....	99
4.1 Introdução.....	99
4.2 Técnicas experimentais de gravação	100
4.2.1 Gravação por máscara de fase	101
4.2.2 Gravação por interferómetro.....	104
4.2.3 Gravação de redes longas.....	107
4.3 Sistema de gravação implementado.....	108
4.3.1 Fonte de luz ultravioleta	109
4.3.2 Montagem experimental.....	110
4.3.3 Modelo do sistema de gravação interferométrico.....	114
4.3.4 Software de controlo do sistema de gravação	120
4.3.4.1 Alteração das características das redes a gravar.....	123
4.4 Resultados experimentais.....	123
4.4.1 Crescimento de redes em fibra com elevada dopagem de germânio.....	127
4.5 Unidade de hidrogenização.....	131
4.6 Conclusões.....	132
 CAPÍTULO 5 - Caracterização de redes de Bragg em fibra óptica	 135
5.1 Introdução.....	135
5.2 Análise do espectro de reflexão/transmissão	136
5.3 Caracterização através de um laser sintonizável com modulação em amplitude.....	138
5.4 Sensibilidade das redes de Bragg à temperatura e deformação.....	141
5.4.1 Caracterização da sensibilidade à temperatura.....	142
5.4.2 Caracterização da sensibilidade à deformação longitudinal.....	144
5.5 Caracterização por aplicação de pressão transversal.....	146
5.5.1 Teoria.....	146
5.5.2 Parte experimental	150
5.6 Caracterização das redes gravadas em fibra de elevada birrefringência.....	156
5.6.1 Sensibilidade à polarização.....	159
5.6.2 Pressão transversal	161
5.7 Conclusões.....	162
 CAPÍTULO 6 - Aplicação das redes de Bragg em fibra óptica	 165
6.1 Introdução.....	165
6.2 Sensores baseados em redes de Bragg em fibra óptica.....	166
6.2.1 Carregamento estático.....	167
6.2.2 Carregamento dinâmico	169

6.3	Filtro óptico.....	170
6.3.1	Sintonia	171
6.3.2	Limitações das redes de Bragg nas comunicações ópticas.....	174
6.3.2.1	Estreitamento da banda.....	174
6.3.2.2	Dispersão.....	177
6.4	Compensador da dispersão	179
6.4.1	Implementação experimental.....	184
6.4.1.1	Rede com aperiodicidade induzida por gradiente linear.....	186
6.4.1.2	Rede aperiódica com aplicação de um gradiente linear de temperatura.....	192
6.4.2	Compensação da dispersão de 3ª ordem.....	194
6.5	Conclusões.....	203

CAPÍTULO 7 - Aplicação das redes de Bragg gravadas em fibra de elevada

	birrefringência.....	207
7.1	Introdução.....	207
7.2	Compensador de primeira ordem da dispersão dos modos de polarização.....	208
7.2.1	Introdução	208
7.2.2	Compensação com redes HiBi com aperiodicidade linear.....	209
7.2.3	Compensação com rede HiBi com aperiodicidade não linear.....	215
7.3	Lasers em fibra óptica multi-comprimentos de onda.....	217
7.3.1	Implementação.....	219
7.4	Conversor de comprimentos de onda totalmente óptico de largura de banda elevada.....	222
7.4.1	Introdução	222
7.4.2	Conversor de comprimentos de onda, baseado num amplificador óptico semiconductor.....	223
7.4.2.1	Introdução	223
7.4.2.2	Caracterização do SOA	226
7.4.2.3	Validação do modelo.....	229
7.4.2.4	Implementação.....	231
7.4.3	Conversor de comprimentos de onda baseado num amplificador óptico semiconductor reflectivo	235
7.4.3.1	Caracterização do RSOA.....	236
7.4.4	Conversor de comprimentos de onda baseado numa fibra com dispersão deslocada (DSF).....	239
7.4.4.1	Teoria da mistura de quarto ondas numa fibra óptica.....	239

7.4.4.2	Implementação laboratorial.....	246
7.5	Utilização das redes HiBi em sistemas de comunicação óptica.....	252
7.5.1	Optimização da codificação/descodificação na técnica de OCDMA	252
7.5.1.1	Codificação/Descodificação com redes de Bragg	253
7.5.1.2	Geração de códigos.....	255
7.5.1.3	Utilização da polarização como uma dimensão adicional.....	256
7.5.1.4	Implementação.....	258
7.5.2	Optimização de sistemas baseados em ondas milimétricas na fibra óptica	263
7.5.2.1	Introdução	263
7.5.2.2	Optimização da técnica de RoF.....	265
7.5.2.3	Comparação da implementação tradicional com FBG e da implementação com redes HiBi.....	267
7.6	Conclusões.....	268
CAPÍTULO 8 – Considerações finais		271
8.1	Conclusões.....	271
8.2	Sugestões para trabalho futuro	277
APÊNDICE A - Centros em sílica dopada com germânio		281
APÊNDICE B - Determinação da alteração do índice de refração devido a aplicação de tensão.....		283
APÊNDICE C - Anel óptico		287
APÊNDICE D - Publicações e comunicações resultantes do trabalho efectuado (selecção).....		283
Referências bibliográficas		299

CAPÍTULO 1

Introdução

1.1 Enquadramento e motivação

O desenvolvimento da tecnologia da fibra óptica foi um passo importante na revolução das comunicações globais e da tecnologia de informação. Um desses desenvolvimentos ocorreu na década de 70 com o surgimento das fibras ópticas com baixa atenuação [Kapron70], possibilitando a capacidade de comunicação a longa distância e com elevada largura de banda. Desde o surgimento das primeiras fibras de baixa atenuação que o volume de produção não tem parado de crescer de forma exponencial. Em 2000, as fibras ópticas já eram instaladas, em todo o mundo, a um ritmo aproximado de 5000 km por dia [Glass00]. Ao mesmo tempo, os ritmos de transmissão também evoluíram de forma exponencial, tendo já sido reportados, em 2004, sistemas de transmissão completos com regeneração óptica a 160 Gbit/s [Bogoni04] ou emissores de pulsos curtos com possibilidade de serem utilizados em sistemas até 640 Gbit/s [Kroh04].

A largura de banda das fibras ópticas também possibilita a utilização de vários canais em simultâneo, permitindo volumes de transmissão de informação na ordem dos Terabit/s [Gupta03, Ito04]. Na maioria destes sistemas, em adição à transmissão e amplificação, há necessidade de processar o sinal óptico. Essa opção advém das vantagens inerentes do processamento óptico, relativamente ao processamento óptico-eléctrico-óptico, tais como a maior flexibilidade de operação em diferentes ritmos e formatos de transmissão e a maior largura de banda.

A evolução da tecnologia das fibras ópticas permitiu o desenvolvimento de dispositivos para processamento óptico totalmente em fibra. Deste modo, as perdas de inserção são reduzidas e a qualidade de processamento melhorada. Um dos factores que contribui para a migração para a tecnologia totalmente óptica em fibra foi a identificação da fotossensibilidade em fibras ópticas. Esta foi descoberta em 1978 por Hill *et al.* [Hill78b] e conduziu ao desenvolvimento da *rede de Bragg em fibra óptica* (FBG).

As redes de Bragg em fibra óptica consistem, na sua forma mais básica, numa perturbação periódica do índice de refração do núcleo de uma fibra óptica, ao longo do seu eixo longitudinal. A geração das perturbações de índice é efectuada opticamente numa fibra fotossensível. Com as técnicas actuais, é possível gravar redes de Bragg com diferentes propriedades ópticas, podendo ser desenhadas de acordo com os requisitos do processamento óptico pretendido. Em adição à elevada flexibilidade de gravação de redes com diferentes respostas de amplitude e de fase, a compatibilidade com a fibra de transmissão permite reduzir ao mínimo as perdas de inserção e baixar os custos de produção.

Actualmente existem já algumas conferências internacionais totalmente dedicadas às redes de Bragg. Também em Portugal, o SEON II (*Symposium on Enabling Optical Networks*), em 2004, teve como tema principal as redes de Bragg. As capacidades únicas de filtragem e a extrema versatilidade com que os respectivos parâmetros podem ser desenhados, tornaram as redes de Bragg elementos chave em variadíssimos dispositivos. Assim, são vários os trabalhos recentes a reportar

diferentes formas de aplicar as redes de Bragg: filtros ópticos sintonizáveis [Doyle03, Cho03, Capmany03, Mohammad04, Yeom04, Kaszubowska04, Yu04, Attygalle05]; compensadores da dispersão cromática [Gauden03, Ngo03, Brennan03, Sumetsky04, Mora04, Chung04]; compensadores da dispersão dos modos de polarização [Dong04b]; geração de impulsos com ritmos de repetição elevados [Azaña03a, Lee05]; interruptores ópticos [Guan03, Lee03]; laser em fibra [Yang04, Liu04b]; reconhecimento totalmente óptico de cabeçalhos de pacotes de dados ópticos [McGeehan03]; linha de atraso óptica [Kawanishi02]; igualação do ganho de amplificadores ópticos [Painchaud01] ou melhoria da relação sinal-ruído dos mesmos [Yi04].

Paralelamente ao interesse e utilização nas comunicações ópticas, as redes de Bragg têm vindo a ganhar uma posição de destaque nos sensores de fibra óptica. Este crescimento resulta da versatilidade da utilização das redes em sensores para diferentes parâmetros [Mora00, Guan04, Tjin04, Liu05]. São diversas as conferências dedicadas aos sensores em fibra óptica, onde a tecnologia de redes de Bragg assume um papel preponderante. Os mercados para este tipo de sensores também têm vindo a assimilar cada vez mais as vantagens desta tecnologia. Entre esses mercados destacam-se a aeronáutica, a engenharia civil, a biomecânica ou o ambiente. São também várias as empresas de cariz tecnológico que foram criadas recentemente com produtos baseados em sensores de fibra óptica com redes de Bragg.

Além das aplicações, o estudo das redes de Bragg também continua a evoluir noutras vertentes tais como nos métodos de simulação [Xu02, Dong04a, Rosenthal04], nos processos de gravação [Wei01, Chung04, Liu04a, Masuda04], na caracterização [Chen02, Zaacks02, Baskin03, Rosenthal03] ou no empacotamento das mesmas [Lo03]. Assim, tendo em conta o extenso campo de pesquisa que existe relacionado com as redes de Bragg e o incremento constante de possíveis utilizações para esta tecnologia, torna-se importante o estudo e a consolidação do conhecimento existente sobre estes componentes, nomeadamente no desenvolvimento de dispositivos totalmente ópticos.

1.2 Objectivos

Tomando como ponto de partida as considerações efectuadas na secção anterior, o objectivo global deste trabalho consiste na investigação e desenvolvimento da tecnologia das redes de Bragg em fibra óptica. Esse estudo poderá ser dividido em quatro tópicos principais: estudo teórico, gravação, caracterização e aplicação das redes de Bragg.

Como foi referido anteriormente, um dos objectivos deste trabalho é efectuar um estudo teórico sobre as redes de Bragg. Além da determinação dos melhores modelos teóricos capazes de fornecer resultados exactos e precisos, pretende-se estudar a simulação de redes de Bragg. Deverá também ser possível prever e otimizar o comportamento das redes de Bragg integradas em determinados dispositivos ópticos.

Tendo em conta que também se pretende imprimir ao estudo um carácter experimental, um dos objectivos desta tese consiste no desenvolvimento de um método de gravação de redes de Bragg. O método terá que ser suficientemente flexível para permitir a gravação de diferentes tipos de redes que possam satisfazer as diferentes aplicações.

Posteriormente à gravação, as redes de Bragg deverão ser caracterizadas em termos espaciais, espectrais e de fase. Assim, será necessário estudar e implementar um conjunto de técnicas capazes de fornecer essas informações de forma precisa e exacta.

Finalmente, pretende-se aplicar as redes de Bragg em diferentes dispositivos. Para cada dispositivo será desenvolvido um modelo teórico de suporte que será validado pelos resultados experimentais. Pretende-se também desenvolver novos conceitos de sistemas e subsistemas de comunicação por fibra óptica que possam beneficiar das redes de Bragg.

1.3 Estrutura da dissertação

A presente dissertação foi estruturada em oito capítulos, onde serão estudados diferentes aspectos das redes de Bragg, desde a teoria, passando pela gravação e caracterização, até às aplicações.

Neste primeiro capítulo, para além da descrição do contexto em que se insere o presente trabalho, são também focadas as motivações, os principais objectivos da dissertação, a estrutura da mesma e as principais contribuições do trabalho desenvolvido.

No segundo capítulo pretende-se fornecer uma imagem qualitativa do princípio de funcionamento das redes de Bragg. São mencionados alguns dos mecanismos que se julgam responsáveis pela fotossensibilidade nas fibras ópticas, cuja compreensão é essencial para a gravação das redes de Bragg. Descreve-se a teoria da reflexão de Fresnel e a teoria das redes de difracção para explicar as condições de ressonância das redes de Bragg. São também definidas algumas das características espaciais daquelas, nomeadamente a aperiodicidade e a apodização além da descrição de algumas das principais estruturas baseadas em redes de Bragg.

No terceiro capítulo é estudada a teoria dos modos acoplados aplicada às redes de Bragg em fibra óptica. São também descritas algumas técnicas de simulação, com especial relevo para a simulação pelo método da matriz de transferência, utilizado nesta tese para efectuar a maioria das simulações de redes de Bragg. Com base nestas ferramentas, são estudadas as propriedades espectrais e de fase de alguns tipos de redes de Bragg, nomeadamente as redes aperiódicas, as redes apodizadas e as cavidades Fabry-Perot em fibra óptica. O capítulo termina com uma introdução às redes de Bragg gravadas em fibra de elevada birrefringência.

No quarto capítulo é estudada de forma detalhada a montagem experimental do sistema de gravação desenvolvido, que permite utilizar quatro técnicas: máscara de fase, máscara de fase com varrimento, interferométrica e interferométrica com

varrimento. É também desenvolvido um modelo teórico para o sistema de gravação e a respectiva implementação. Descrevem-se ainda algumas técnicas utilizadas para alterar os parâmetros das redes de Bragg de acordo com os requisitos de certas aplicações, bem como resultados experimentais obtidos com essas técnicas. Na parte final do capítulo é analisado e identificado um crescimento anómalo de redes de Bragg que ocorre mediante certas condições de gravação.

As técnicas experimentais utilizadas para caracterizar as redes de Bragg são descritas no quinto capítulo. Além da sua implementação experimental, é efectuado um estudo teórico de cada uma das técnicas. São analisadas técnicas para a determinação de parâmetros de alguns tipos de redes a partir do respectivo espectro de reflexão. São descritas técnicas para caracterizar a sensibilidade das redes à temperatura e tensão longitudinal. É também descrito um processo baseado num laser sintonizável para caracterizar as redes de Bragg em amplitude e fase. Posteriormente, é proposto e implementado um método de caracterização espacial de redes de Bragg por pressão transversal pontual, juntamente com o respectivo modelo teórico. É também dado um especial relevo à caracterização das redes de Bragg gravadas em fibra de elevada birrefringência, nomeadamente por pressão transversal pontual e por análise do espectro de reflexão em função do estado de polarização do sinal de entrada.

No sexto capítulo são analisadas e implementadas algumas das aplicações das redes de Bragg. É feito um estudo da viabilidade de utilização das redes de Bragg como sensores biomecânicos. Os resultados obtidos são comparados com os de um extensómetro eléctrico. Numa área diferente de aplicação é estudado e analisado um filtro óptico sintonizável e o respectivo impacto nos sistemas de comunicação óptica. É também descrita a implementação de um compensador dinâmico da dispersão cromática de segunda e terceira ordem e efectuado o desenvolvimento do respectivo modelo teórico.

O estudo das aplicações das redes de Bragg continua no sétimo capítulo, onde são propostos, modelados e implementados vários dispositivos baseados em redes de

Bragg gravadas em fibra de elevada birrefringência. São eles: um compensador dinâmico da dispersão dos modos de polarização de primeira ordem baseado na utilização de diferentes gradientes de temperatura; um laser multi-comprimentos de onda em fibra óptica; diferentes arquiteturas para a conversão de comprimentos de onda utilizando um amplificador óptico semiconductor, um amplificador óptico semiconductor reflectivo ou uma fibra com dispersão deslocada. Neste último caso é desenvolvido um modelo analítico que prevê com mais rigor os resultados experimentais, quando comparado com os modelos actualmente existentes. São também estudados os impactos das redes de Bragg gravadas em fibra de elevada birrefringência na optimização de sistemas com codificação e decodificação tempo-comprimento de onda e em sistemas baseados em ondas de rádio em fibra óptica.

Finalmente, no oitavo capítulo são apresentadas as conclusões do trabalho realizado e apresentadas sugestões perspectivando uma investigação futura.

1.4 Principais contribuições

Na opinião do autor, as principais contribuições científicas do trabalho descrito nesta dissertação podem resumir-se da seguinte forma:

- Projecto, implementação e desenvolvimento do respectivo modelo teórico de um sistema de gravação de redes de Bragg em fibra óptica, automatizado e com possibilidade de gravação por medida através de quatro métodos diferentes (capítulo 4);
- Identificação de um crescimento anómalo das redes de Bragg gravadas em fibra óptica com elevada dopagem de germânio e não hidrogenizadas (capítulo 4);

- Desenvolvimento de uma técnica de caracterização espacial de redes de Bragg baseada em pressão transversal pontual (capítulo 5);
- Estudo da viabilidade de utilização das redes de Bragg como sensores biomecânicos em ortodontia (capítulo 5);
- Estudo e desenvolvimento de um compensador dinâmico da dispersão cromática, de segunda e terceira ordem (capítulo 6);
- Estudo e desenvolvimento de um compensador dinâmico da dispersão dos modos de polarização (capítulo 7);
- Estudo e desenvolvimento de um laser de fibra óptica com multi-comprimentos de onda (capítulo 7);
- Estudo e desenvolvimento de uma nova arquitectura para a conversão de comprimentos de onda com base num amplificador óptico semiconductor (capítulo 7);
- Estudo e desenvolvimento de uma nova arquitectura para a conversão de comprimentos de onda com base num amplificador óptico semiconductor reflectivo (capítulo 7);
- Estudo e desenvolvimento de uma nova arquitectura para a conversão de comprimentos de onda com base numa fibra com dispersão deslocada (capítulo 7);
- Desenvolvimento de uma teoria de correcção para a formulação geralmente utilizada para descrever a mistura de quatro ondas numa fibra óptica (capítulo 7);

- Desenvolvimento de um novo conceito para a optimização do processo de codificação / decodificação em sistemas de acesso múltiplo com codificação e decodificação nos domínios tempo-comprimento de onda (capítulo 7);

A materialização em publicações científicas destas contribuições é mencionada no Apêndice D.

CAPÍTULO 2

Introdução às redes de Bragg em fibra óptica

2.1 Introdução

Neste capítulo são abordados diversos temas essenciais para uma compreensão global do funcionamento das redes de Bragg. Deste modo, na secção 2.2 são apresentados alguns dos mecanismos que se julgam responsáveis pela fotossensibilidade nas fibras ópticas, cuja compreensão é essencial para a gravação das redes de Bragg. Na mesma secção, são igualmente descritas algumas técnicas para a melhoria da fotossensibilidade tais como a hidrogenização. A secção termina com uma descrição da classificação das redes de Bragg em função do tipo de exposição e do crescimento. Na secção 2.3 descreve-se, de forma intuitiva, o modo de funcionamento das redes de Bragg e as condições em que ocorre a conhecida condição de Bragg. A abordagem inicia-se de forma qualitativa com a reflexão de Fresnel, terminando com uma abordagem mais quantitativa, através da teoria das redes de difracção em fibras ópticas. Através desta teoria é possível entender e

quantificar o acoplamento de modos. Finalmente, na secção 2.4 são descritas e modeladas algumas das propriedades espaciais das redes de Bragg. Este capítulo é uma introdução ao capítulo seguinte, onde a teoria das redes de Bragg é mais aprofundada, e onde são descritas detalhadamente as respectivas propriedades espectrais.

2.2 Fotossensibilidade em fibras ópticas

Não obstante os enormes avanços que têm sido efectuados no estudo das redes de Bragg em fibra óptica, quer a nível teórico como experimental, subsistem dúvidas em relação aos processos físicos que são responsáveis pelos mecanismos da fotossensibilidade. Na verdade, desde que a fotossensibilidade em fibra de sílica dopada com germânio foi descoberta por Kenneth Hill e os seus colaboradores em 1978 [Hill78b], não foi ainda desenvolvida uma teoria única que consiga explicar todos os fenómenos associados à fotossensibilidade em fibras ópticas. A razão da dificuldade em modelar completamente este fenómeno advém da quantidade de parâmetros físicos que são alterados durante a exposição luminosa de uma fibra fotossensível, ou seja, não é apenas o índice de refração da fibra que é alterado, mas também outras propriedades como a absorção, o estado de tensão, a birrefringência, o coeficiente de expansão térmica ou a densidade.

2.2.1 Perspectiva histórica

Os primeiros passos no estudo da fotossensibilidade em fibras ópticas foram dados no *Communication Research Center* do Canadá em 1978 [Hill78b]. Durante uma experiência efectuada com o intuito de estudar efeitos não lineares numa fibra de núcleo pequeno e com elevada dopagem de germânio, foi lançada luz visível para o núcleo da fibra a partir de um laser de iões de árgon (Figura 2.1). Depois de uma exposição prolongada observou-se um incremento na atenuação da fibra. Ao mesmo tempo observava-se que a intensidade de luz reflectida aumentava com o tempo de exposição. Na experiência, a luz laser de 488 nm de comprimento de onda, que foi

injectada no núcleo da fibra, interferiu com o feixe reflectido no final da fibra (reflexão de Fresnel) e formou uma onda estacionária na fibra. Os pontos de intensidade mais elevada alteraram o índice de refração do núcleo da fibra fotossensível de forma permanente.

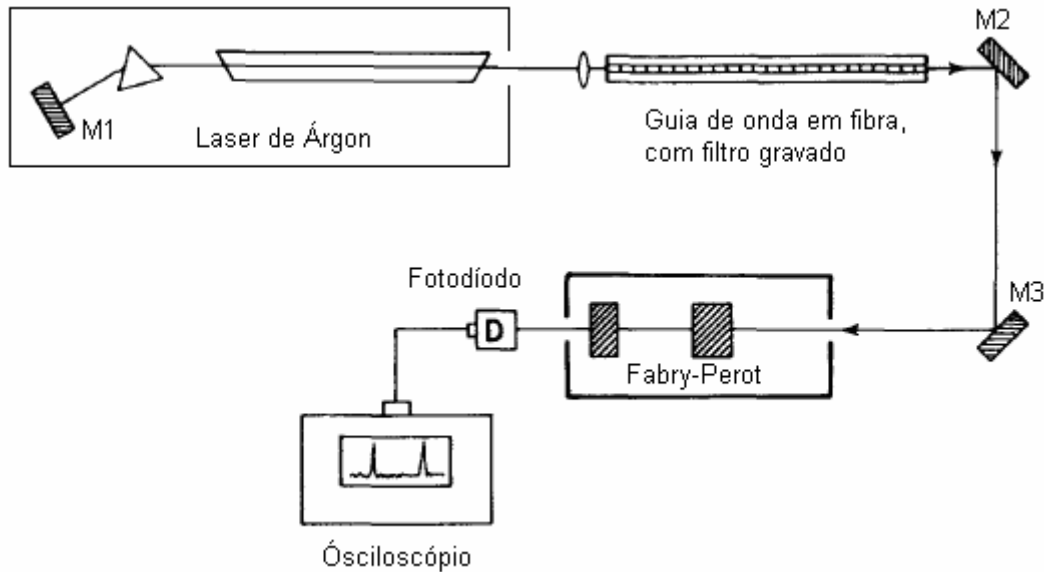


Figura 2.1 – Representação original do aparato experimental das primeiras experiências de fotossensibilidade documentadas [Hill78b]. M1, M2, M3: espelhos

Desta forma, formou-se uma perturbação no índice de refração com a mesma periodicidade do padrão de interferência, com um comprimento apenas limitado pelo comprimento de coerência do feixe laser. A estrutura periódica formada agia como um reflector distribuído que acoplava o feixe propagante com o contra-propagante. Actualmente, estas estruturas holográficas gravadas internamente são conhecidas como redes de Hill [Hill00]. Em 1981, Lam e Garside [Lam81] mostraram que a magnitude da alteração fotoinduzida no índice de refração dependia do quadrado da potência do laser de árgon (488 nm). Esta descoberta sugeriu que o mecanismo responsável pela alteração no índice de refração poderia ser um processo onde interviriam dois fótons. Em 1989, Meltz *et al.* [Meltz89] demonstraram que quando uma fibra dopada com germânio era exposta a luz ultravioleta (UV) perto do comprimento de onda do pico de absorção de um dos defeitos do germânio (entre 240 e 250 nm), ocorria uma alteração forte no índice de refração. Foi a primeira

rede de Bragg gravada por um método holográfico. Apesar de ter sido a primeira vez que este método foi utilizado para gravar uma rede de difracção em fibra, a interferometria laser já tinha sido utilizada em 1976 para gravar redes de difracção em cristais para serem utilizados como filtros em lasers [Bjorklund76].

Após a experiência de Meltz, iniciou-se um estudo concertado com o intuito de determinar a existência de dopantes que favorecessem a fotossensibilidade da fibra de silício. De facto, os primeiros indícios revelaram que os centros de germânio eram o elemento comum nas fibras fotossensíveis. Um dos resultados revelou que uma fibra dopada com germânio e boro apresentava variações elevadas no índice de refracção (na ordem de 10^{-3}) [Williams93]. Posteriormente, várias empresas de fabricação de fibras ópticas apresentavam fibras comerciais com elevada fotossensibilidade, baseadas na dopagem com estes dois elementos. Porém, outras experiências revelaram alguns exemplos de fibras fotossensíveis sem a existência de germânio, tais como os obtidos por Hill com o európio [Hill91a] ou por Broer com o cério [Broer91].

Todas estas evidências experimentais originaram outros estudos com o objectivo de desenvolver modelos para os fenómenos de fotossensibilidade. Apesar das evidências experimentais que validam alguns dos modelos propostos, existem ainda alguns resultados contraditórios em relação aos valores calculados para as alterações induzidas no índice de refracção. Acredita-se que mais do que um processo estará envolvido na alteração fotoinduzida do índice de refracção. Em seguida são abordados alguns dos modelos existentes e que apresentam melhores resultados.

2.2.2 Mecanismos da fotossensibilidade

2.2.2.1 Modelo dos centros absorptivos

O modelo dos centros absorptivos foi desenvolvido quando ainda se acreditava que a fotossensibilidade nas fibras só era possível na presença de germânio. Neste modelo é assumido que a radiação ultravioleta ioniza os centros GeO na sílica dopada com

germânio, originando centros GeE' (ver Apêndice A). Os electrões libertados são integrados em outros centros de germânio presentes na matriz vítrea, formando centros do tipo $\text{Ge}(1)^-$ e $\text{Ge}(2)^-$. Estes centros são mais facilmente polarizáveis que os centros deficitários em oxigénio, pelo facto de as suas transições electrónicas ocorrerem a comprimentos de onda superiores, no caso do centro $\text{Ge}(1)^-$, ou apresentarem transições mais fortes, no caso dos centros $\text{Ge}(2)^-$ e GeE' . De acordo com o modelo dos centros absorptivos inicialmente proposto por Hand e Russel em 1990 [Hand90], o índice de refração num determinado ponto está relacionado apenas com a densidade e orientação dos defeitos nessa região e é determinado pelos seus espectros de absorção electrónica. Assim, as alterações no espectro de absorção das bandas centradas no ultravioleta originam uma alteração no índice de refração no visível e no infravermelho, dada pela relação de Kramers-Kronig [Malitson65]:

$$\Delta n_{ca}(\lambda) = \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_i \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \frac{[\Delta \alpha_i(\lambda') \cdot \lambda'^2]}{(\lambda^2 - \lambda'^2)} d\lambda'. \quad (2.1)$$

O somatório é para intervalos de comprimentos de onda discretos em torno de cada uma das alterações medidas na absorção, α_i . Ou seja, uma alteração na absorção no comprimento de onda $\lambda_1 \leq \lambda' \leq \lambda_2$ origina uma mudança do índice de refração no comprimento de onda λ . No trabalho desenvolvido por Hand e Russel, as bandas de absorção eram estimadas a partir da atenuação a 488 nm. Contudo, o modelo exigia concentrações iniciais de centros de germânio deficitários em oxigénio demasiado elevadas (~50% da concentração de germânio), para justificar a amplitude das alterações do índice observadas experimentalmente. Este resultado estava bastante afastado dos valores típicos da concentração desses centros (<10000 ppm) encontrados nas fibras ópticas dopadas com germânio [Yuen82].

Uma medida das alterações, entre 200 e 350 nm, do espectro de absorção de fibras de germanosilicatos irradiadas por luz UV foi efectuada por Williams *et al.* [Williams92]. O índice de refração aferido usando as relações de Kramers-Kronig

estava afastado de um factor de 3 do estimado através da reflectividade da rede de Bragg. Também no espectro de absorção entre 200 e 300 nm, Atkins e Mizrahi testaram a relação de Kramers-Kronig num núcleo de fibra antes e depois da gravação de uma rede de Bragg com 81% de reflectividade [Atkins92]. As alterações previstas para o índice de refração, pela relação de Kramers-Kronig, correspondiam apenas a 16% da alteração observada experimentalmente. No entanto, estes cálculos não tiveram em consideração as bandas inferiores a 200 nm, que não podiam ser medidas devido a limitações técnicas, podendo assim justificar uma parcela considerável da alteração de índice observada.

Um estudo mais detalhado das bandas de absorção em pré-formas com 3 mol% GeO₂, entre 165 a 300 nm [Atkins93], permitiu determinar, pela primeira vez, um valor para a alteração do índice de refração consistente com o valor observado durante a fabricação de redes de Bragg numa fibra óptica estirada da mesma pré-forma. A maior contribuição para a alteração do índice correspondia ao aparecimento de uma banda dominante centrada a 195 nm, consistente com a formação de centros GeE'. Os autores também descobriram que as alterações induzidas na absorção poderiam ser anuladas através do tratamento térmico da fibra a 900° C durante 60 minutos e subsequentemente duplicadas através de nova exposição à mesma intensidade e com a duração usada na primeira experiência. O facto de as alterações na absorção serem reversíveis quando a rede de Bragg é aquecida, é consistente com os mecanismos de formação de redes, onde as alterações na absorção desempenham um papel fundamental.

Os resultados mais próximos da realidade que este modelo apresenta podem ser obtidos utilizando as três bandas principais de absorção: 242 nm, 195 nm e 256 nm. Assim, através da relação de Kramers-Kronig, a variação do índice de refração pode ser calculada por [Dong95]

$$\Delta n_{ca}(1550\text{nm}) = (2.34\Delta\alpha_{242} + 4.96\Delta\alpha_{195} + 5.62\Delta\alpha_{256}) \times 10^{-7} \quad (2.2)$$

onde $\Delta\alpha_{242}$, $\Delta\alpha_{195}$ e $\Delta\alpha_{256}$ são as alterações nos picos de absorção das bandas 242 nm, 195 nm e 256 nm respectivamente.

Apesar do suporte dos resultados ao modelo dos centros absorptivos, algumas observações experimentais evidenciaram alterações do índice superiores a 10^{-3} , dificilmente explicáveis pelo modelo. Por outro lado, a observação experimental de comportamentos distintos nos diversos parâmetros associados ao modelo, evidenciou limitações adicionais. O resultados obtidos por Duval *et al.* [Duval92] e Mizrahi *et al.* [Mizrahi92] são um bom exemplo, onde a fluorescência a 400 nm, correlacionada com a diminuição da banda de absorção a 242 nm, apresenta um comportamento dinâmico muito distinto em relação ao aumento do índice de refração. Desta forma, torna-se necessário considerar outros mecanismos alternativos para as alterações no índice de refração que o modelo dos centros absorptivos por si só, não consegue explicar.

2.2.2.2 Modelo do dipolo

O modelo do dipolo é baseado na formação de um campo de cargas eléctricas periódicas pela fotoexcitação dos defeitos na fibra tais como os centros deficitários de oxigénio, Ge-Si ou Ge-Ge. A fotoionização dos centros deficitários de oxigénio origina centros carregados positivamente (GeE') e electrões livres. Durante o processo de gravação de uma rede de Bragg, quando a fibra é exposta a radiação ultravioleta, com um padrão de franjas de interferência, os electrões livres das regiões de maior intensidade são difundidos até serem capturados por defeitos nas zonas de menor intensidade. Esta nova distribuição estática de campos na fibra irá criar, por efeito de Kerr, uma alteração periódica no índice de refração (Figura 2.2). Esta alteração é proporcional a $\chi^{(3)}\mathbf{E}^2$ onde $\chi^{(3)}$ é a susceptibilidade de terceira ordem e \mathbf{E} o campo eléctrico do dipolo. Este modelo foi parcialmente inspirado nos modelos dos cristais fotorefractivos, e apesar de funcionar bastante bem para estes, é um pouco difícil de explicar para o caso das fibras fotossensíveis devido à elevada densidade de dipolos necessários.

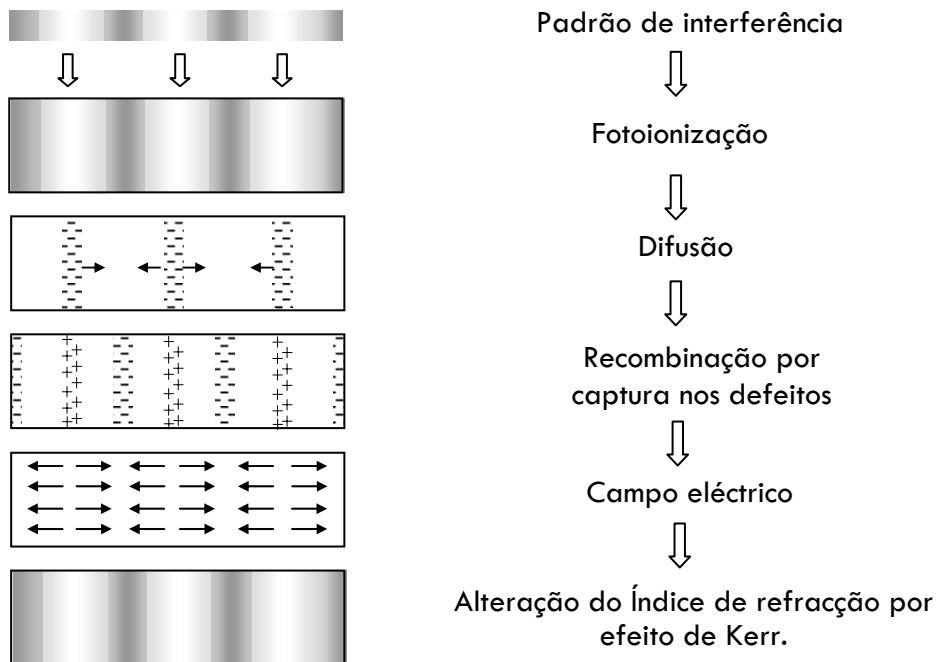


Figura 2.2 – Esquema do processo de alteração do índice de refração pelo modelo do dipolo [Othonos99].

2.2.2.3 Modelo da relaxação da tensão

Este modelo considera que a alteração no índice de refração advém da diminuição das tensões termoelásticas presentes no núcleo da fibra. Estas tensões têm origem em dois mecanismos relacionados com o arrefecimento ocorrido durante o processo de estiramento da fibra. Em primeiro lugar, a presença de germânio na fibra leva à diminuição da temperatura de transição vítrea, abaixo da qual os átomos perdem a liberdade de movimento e a matriz vítrea fica bem definida. Essa diminuição provoca o desenvolvimento de uma tensão isotrópica hidrostática, por solidificação da bainha na presença do núcleo ainda fluido. Por outro lado, existe ainda uma tensão anisotrópica adicional devido à diferença entre os coeficientes de expansão térmica do núcleo e da bainha.

O efeito da alteração do índice de refração devido a aplicação de tensão em materiais vítreos pode ser explicado em termos da relação de Kramers-Kronig, considerando-se que a aplicação de uma tensão mecânica induz desvios nas bandas electrónicas. O vidro pode ser modelado como uma rede tetraédrica, contínua e aleatória de ligações covalentes. A tensão faz distender essas ligações na matriz de sílica, correspondendo a uma diminuição efectiva do comprimento de onda das transições, conduzindo a uma diminuição do índice tal como previsto pela relação de Kramers-Kronig. A máxima alteração do índice ocorre quando a ruptura das ligações sob exposição ultravioleta conduz ao rearranjo da matriz em torno do novo centro, de modo a relaxar totalmente a tensão acumulada durante o estiramento. A alteração no índice com a tensão para uma luz polarizada segundo o eixo dos xx , é caracterizada pelos coeficientes tenso-ópticos c_1 e c_2 da seguinte forma:

$$\Delta n_x = n_0 - c_1 \sigma_x - c_2 (\sigma_y + \sigma_z) \quad (2.3)$$

onde n_0 é o índice do material sem aplicação de tensão e σ_x , σ_y e σ_z são as componentes de tensão ao longo dos respectivos eixos. Para uma fibra com índice constante no núcleo, a tensão axial pode atingir valores de ~ 180 MPa. A partir deste modelo, a alteração do índice pode ser estimada e apresenta um valor de 10^{-3} , da mesma ordem de grandeza das variações observadas experimentalmente [Sceats93].

Contudo, algumas experiências efectuadas posteriormente, mostraram que a exposição à luz ultravioleta aumenta a tensão no núcleo das fibras em nítida oposição ao modelo da relaxação da tensão [Fonjallaz95]. No entanto, os processos subjacentes a este modelo não podem ser completamente desprezados. Por exemplo, a exposição de fibras com elevadas concentrações de germânio resulta em alterações negativas do índice. De facto este efeito não é reprodutível em pré-formas, sugerindo que a relaxação da tensão acumulada no núcleo das fibras contribui de uma forma decisiva para a parte negativa da alteração do índice [Xie96].

2.2.2.4 Modelo da densificação/compactação

O modelo da densificação, também conhecido por modelo da compactação, alega a possibilidade da radiação laser induzir alterações na densidade da matriz vítrea, conduzindo a alterações no índice de refração. Foi verificado que a irradiação laser a 248 nm em sílica amorfa induzia, por efeito térmicos, compactação linear reversível, originando alterações no índice de refração [Fiori86a, Fiori86b]. Esta alteração poderá ser estimada pela relação

$$\Delta n_D = \frac{(n^2 + 2)(n^2 - 1)}{6n} \frac{\Delta \rho_s}{\rho_s} \quad (2.4)$$

onde se relaciona a variação do índice de refração Δn_D com a razão de variação da densidade do material, $\Delta \rho_s / \rho_s$. A equação (2.4) advém directamente da forma diferencial da equação de Lorentz-Lorenz [Othonos99]. Assumindo os valores $\rho_s = 2.2$ e $n = 1.46$ para a sílica, a expressão (2.4) pode ser aproximada como

$$\Delta n_D \approx 0.25 \Delta \rho_s \quad (2.5)$$

Esta também pode ser descrita em função do número de osciladores polarizáveis por unidade de volume. Deste modo, a polarizabilidade macroscópica, A , definida como a soma das polarizabilidades de cada oscilador, pode ser utilizada para expressar a relação de Lorentz-Lorenz em função da variação de volume, ΔV_d , [Bazylenko98]:

$$\Delta n_D \propto \left(\frac{\Delta V_d}{V_d} - \frac{\Delta A}{A} \right) \quad (2.6)$$

Verifica-se que existe uma competição entre os dois termos que influenciam o índice de refração. Por exemplo, um aumento de volume (diminuição da densidade) poderia ter efeitos superiores no índice de refração se não estivesse acompanhado de um aumento na polarizabilidade do material. Existem diversos mecanismos

microscópios que podem justificar a alteração no volume devido à exposição por ultravioleta: transformações de fase, variação do estado de correlação e alteração na coordenação. A exposição ultravioleta com elevada densidade de energia pode induzir cristalizações equivalentes a transformações de fase. Por outro lado, a exposição ultravioleta também pode originar alterações no estado de correlação, como resultado de colapso de microestruturas de ordem superior em estruturas mais simples. Finalmente, nos vidros coexistem diferentes tipos de coordenação de curto alcance, principalmente na presença de co-dopantes. Desta forma, pode-se conjecturar que a exposição ultravioleta induz uma reestruturação local em torno dos novos centros, originando uma alteração no estado inicial de coordenação.

São vários os trabalhos que fortalecem o modelo da densificação, tais como [Cordier94, Cordier97, Allan96, Douay97 ou Starodubov97]. Em 2000, Salik *et al.* [Salik00] reportaram uma melhoria na fotossensibilidade de fibras dopadas com germânio através da aplicação de tensão. Nas conclusões desse trabalho, associou-se o efeito da tensão ao incremento da compactação nas zonas iluminadas por radiação ultravioleta. O factor de melhoria chegava a 10 e as amplitudes de modulação mantinham-se mesmo após a ausência de tensão.

Mediante certas condições experimentais, a densificação parece assumir um papel preponderante na alteração no índice de refração induzida por exposição ultravioleta, previamente assumido pelo modelo dos centros de absorptivos. Contudo, ainda não é completamente explícito quando e para que parâmetros a densificação é importante. Na verdade, julga-se que o processo de alteração do índice de refração advenha da sobreposição dos fenómenos apresentados pelos modelos anteriores. O grau de influência de cada fenómeno não é ainda determinado e varia consoante o tipo de fibra ou as condições de gravação. Uma das razões porque o modelo da densificação ainda não é totalmente aceite está relacionada com as diversas dinâmicas de crescimento, fenómeno que conduziu à classificação das redes em diferentes tipos. Esta classificação será descrita na secção 2.2.4.

2.2.3 Técnicas de melhoria da fotossensibilidade

Na maioria das fibras ópticas comuns, a alteração do índice de refração devido a exposição por radiação a 244 nm apresenta valores típicos de $\approx 3 \times 10^{-5}$, o que é um valor considerado baixo para a maioria das aplicações baseadas em redes de Bragg. Não é por isso de admirar que, desde a descoberta da fotossensibilidade nas fibras, os fabricantes das mesmas e os centros de investigação tenham desenvolvido um esforço considerável no sentido de melhorar a sensibilidade das fibras ópticas. As técnicas de melhoria da fotossensibilidade mais comuns são a co-dopagem e a hidrogenização.

2.2.3.1 Co-dopagem

Na co-dopagem são utilizados outros dopantes em conjunto com o GeO_2 para melhorar a fotossensibilidade das fibras. O mais comum é o boro, uma vez que permite obter uma fotossensibilidade superior comparativamente com fibras dopadas com níveis idênticos de GeO_2 . Tal como foi escrito anteriormente, as alterações no índice de refração com radiação a 248 nm podem chegar a atingir 10^{-3} [Williams93] numa fibra dopada com germânio e boro. A desvantagem da utilização do boro está relacionada com a elevada atenuação das fibras que possuam este co-dopante (cerca de 115 dB/km a 1550 nm). Mesmo assim, este é um dos co-dopantes mais utilizados nas fibras fotossensíveis disponíveis comercialmente. As fibras co-dopadas com estanho surgem como uma alternativa interessante à co-dopagem com boro, uma vez que também apresentam alterações de índice elevadas, podendo atingir valores três vezes superiores aos obtidos com co-dopagem de boro. Por outro lado, as redes gravadas nestas fibras suportam temperaturas mais elevadas, além de apresentarem perdas por atenuação muito inferiores: 25 dB/km a 1550 nm. Algumas aplicações, tais como os amplificadores de fibra óptica, necessitam de co-dopagem com iões de terras raras. Como estes iões são pouco solúveis no vidros de germanosilicatos, é necessário utilizar outro tipo de dopante em vez do GeO_2 . Uma das alternativas é a utilização de redes dopadas com P_2O_5 . As fibras baseadas em fosfosilicatos já foram utilizadas em diversas aplicações, entre as quais,

no desenvolvimento de um laser de 10 W, utilizando as redes de Bragg como os reflectores da cavidade óptica [Xiong03].

2.2.3.2 Hidrogenização

O primeiro trabalho a reportar a melhoria da fotossensibilidade em fibras ópticas através de um tratamento de hidrogénio a baixa temperatura foi efectuado por Lemaire *et al.* [Lemaire93]. As fibras tratadas com esta técnica exibem uma excelente fotossensibilidade à radiação ultravioleta, podendo ser superior em duas ordens de magnitude em relação às fibras convencionais [Lemaire94]. Na prática, cada ião de germânio é um potencial candidato à conversão de Ge–O para Ge–H, causando alterações no índice que podem atingir 0.01. Consequentemente, esta abordagem tem sido bastante utilizada para melhorar a fotossensibilidade em fibras antes da exposição por ultravioleta, mesmo em fibras com elevada fotossensibilidade. A maior desvantagem desta técnica é a perda que é induzida nas janelas de 1300 e 1500 nm, embora possa ser minimizada pela utilização de deutério.

Calculo da concentração de hidrogénio na fibra devido a difusão

Basicamente, a técnica de hidrogenização consiste na difusão de moléculas de hidrogénio na matriz de sílica. A técnica pode ser implementada colocando a fibra numa câmara isolada com hidrogénio molecular de alta pressão, tipicamente 150 atm, ou com hidrogénio a mais baixa pressão e a altas temperaturas. Na verdade, é possível quantificar a quantidade de hidrogénio difundido como função da temperatura e pressão, uma vez que é um processo simples de difusão. Assim, o coeficiente de difusão pode ser calculado por

$$D_H = D_0 e^{-E_0 / R_T T} \quad (2.7)$$

O termo $D_0 = 2.83 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$ é a constante de difusão independente da temperatura e pressão do hidrogénio na sílica, $E_0 = -40.19 \text{ kJ/mol}$ e $R_T = 8.314 \text{ J/K}$ é a constante universal dos gases. Para uma temperatura ambiente de 20 °C, $D_H = 1.951 \times 10^{-11} \text{ cm}^2/\text{s}$. Através deste coeficiente, é possível determinar a

concentração de hidrogénio em função da posição radial na fibra (r) e do tempo t . O processo de difusão do exterior para o interior em fibras ópticas pode ser descrito resolvendo a equação da difusão num cilindro [Liou97] e assumindo como condições fronteira que a concentração inicial dentro da fibra é nula e que para $t > 0$ a concentração à superfície é $C = C_0$. Deste modo, temos finalmente

$$C(r, t) = C_0 - 2C_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\exp(-D_H t \mu_n^2 / r_f^2) J_0(r \mu_n / r_f)}{\mu_n J_1(\mu_n)} \quad (2.8)$$

onde r_f é o raio da fibra, μ_n é o zero n da função de Bessel de ordem zero ($J_0(x)$) e $J_1(x)$ é a função de Bessel de ordem um.

Resolvendo a equação (2.8), o tempo que a concentração no centro da fibra demora a atingir os 95%, ou seja $C(r, t)/C_0 = 0.95$ pode ser calculado por

$$t_{0.95} = \frac{0.6r_f^2}{D_H} \quad (2.9)$$

Note-se que os valores obtidos pela expressão (2.9) são relativos à difusão do hidrogénio na sílica. Na situação mais comum, a fibra é colocada na câmara de hidrogénio com a protecção de acrílico a envolver o conjunto núcleo+bainha. Nesse caso, a fibra necessita de mais tempo para atingir a mesma concentração de hidrogénio que uma fibra sem protecção nas mesmas condições.

Torna-se igualmente importante calcular a perda de hidrogénio por difusão quando a fibra é removida da câmara de alta pressão. Neste caso, a concentração é calculada assumindo que, no instante inicial, a concentração dentro da fibra é $C = C_0$ e na superfície é $C = 0$, obtendo-se a seguinte expressão equivalente à (2.9):

$$C(r, t) = 2C_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\exp(-D_H t \mu_n^2 / a^2) J_0(r \mu_n / a)}{\mu_n J_1(\mu_n)} \quad (2.10)$$

Uma vez que o hidrogénio começa a difundir para fora do núcleo assim que é removido da câmara, é conveniente guardá-lo a baixas temperaturas (ex: congelador) caso não se pretenda gravar as redes imediatamente.

2.2.4 Classificação das redes de Bragg

As redes de Bragg podem ser classificadas de acordo com as respectivas dinâmicas de crescimento e regime de exposição. Apesar de não haver uma uniformidade de critérios entre os autores, as classificações utilizadas nesta tese seguem os critérios coerentes com a maioria das mais recentes publicações. Assim, actualmente as redes de Bragg podem ser classificadas em quatro tipos: tipo I, tipo II (também conhecida por tipo III), tipo IIA e tipo IA (algumas vezes confundido com o tipo IIA).

As redes do tipo I são as mais comuns e a sua dinâmica de crescimento caracteriza-se por um crescimento monótono da amplitude de modulação do índice de refração da fibra. Este tipo de crescimento já foi observado em exposições com lasers pulsados e contínuos e em redes gravadas internamente (redes de Hill) e externamente. As fluências típicas para o crescimento deste tipo de redes são cerca de $100 \text{ mJ/cm}^2/\text{pulso}$ ou uma fluência cumulativa superior a 500 J/cm^2 .

Por outro lado, quando a energia dos pulsos é de elevada intensidade, podem ocorrer danos físicos no lado do núcleo irradiado, acompanhados de uma variação de índice de refração que pode atingir 10^{-2} . Esta classe de redes é designada por tipo II e está associada a uma fusão local do núcleo nas zonas irradiadas, sendo possível observar estas alterações através de um microscópio de contraste de fase [Othonos99]. O crescimento destas redes é geralmente associado a exposições por laser pulsado de alta energia. Devido ao próprio processo de exposição e à consequente alteração agressiva do núcleo, torna-se mais difícil reverter a alteração induzida do índice de refração. Deste modo, as redes do tipo II são mais estáveis que as do tipo I, podendo ser submetidas a temperaturas até $\approx 800^\circ \text{ C}$ sem problemas de estabilidade enquanto que as do tipo I apresentam uma estabilidade

de curto prazo até $\approx 300^\circ \text{C}$. Contudo, as redes do tipo II geralmente apresentam um espectro de reflexão bastante irregular, devido às uniformidades do perfil espacial dos lasers. Este efeito pode ser corrigido com uma filtragem espacial do feixe bastante apertada embora com uma redução significativa da reflectividade máxima da rede. Por outro lado, as elevadas alterações no índice de refração reforçam o acoplamento para modos da bainha e, conseqüentemente, perdas de inserção nos comprimentos de onda inferiores aos da condição de Bragg.

Em determinadas condições, se uma rede do tipo I continuar a ser exposta a radiação UV, ao fim de algum tempo a rede começa a apagar, podendo ou não desaparecer totalmente. De seguida, uma nova rede cresce acompanhada de uma variação negativa no índice de refração (Figura 2.3). Este novo tipo de rede é designado por tipo IIA e ocorre em redes gravadas em fibras com elevada concentração de GeO_2 ($>20 \text{ mol\%}$). É possível que se possa observar um crescimento deste tipo de redes em fibras dopadas com concentrações inferiores de germânio, contudo o elevado tempo necessário para que isso possa acontecer torna a gravação pouco prática. As redes do tipo IIA apresentam uma estabilidade térmica superior às do tipo I e inferior às do tipo II, podendo manter um espectro estável durante várias horas até temperaturas $\approx 500^\circ \text{C}$ [Dong97]. Porém, os motivos por que ocorrem os fenómenos responsáveis pela dinâmica de crescimento destas redes ainda não são totalmente conhecidos.

Num trabalho recente de Ky *et al.* [Ky03], utilizou-se uma técnica experimental para medir a tensão axial no núcleo de uma fibra gravada com redes do tipo I e tipo IIA. Nos resultados obtidos, verificou-se que o crescimento de uma rede tipo I era acompanhado de um aumento na tensão axial e de um aumento no índice de refração efectivo. Nas redes do tipo IIA, a diminuição do índice de refração ocorria simultaneamente com a dilatação na matriz vítrea. Estes resultados são consentâneos com a teoria da compactação. Por outro lado, a existência de tensões elevadas no núcleo da fibra e a depleção dos centros deficitários em oxigénio parece favorecer a dilatação, o que explicaria o facto de as redes do tipo IIA crescerem mais rapidamente com núcleos mais reduzidos e com maiores concentrações de germânio. Esta conclusão é consubstanciada pelos resultados de Riant e Haller [Riant97] que

tentaram gravar redes do tipo IIA em fibras com baixa dopagem de germânio e com núcleos de elevado raio, ou seja, com baixas tensões internas, sem qualquer sucesso.

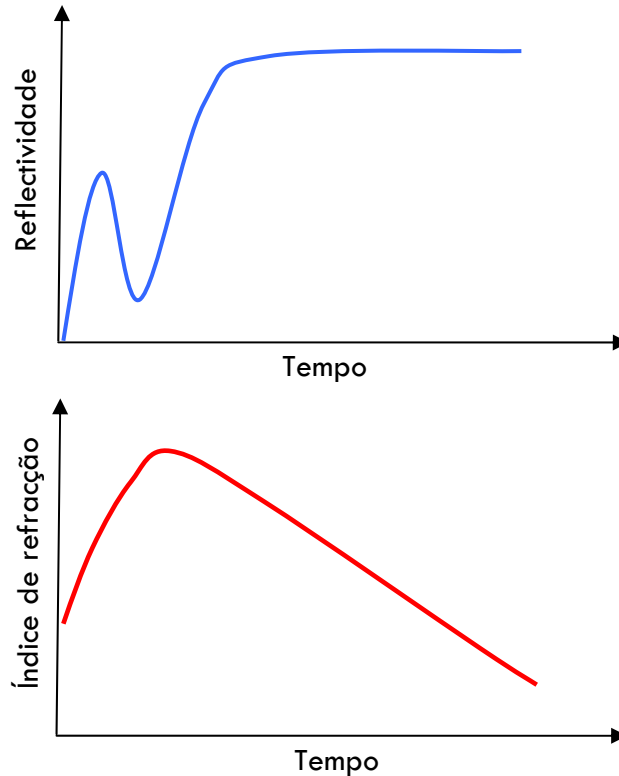


Figura 2.3 – Representação esquemática da evolução da reflectividade e índice de refração médio durante o crescimento de uma rede de Bragg do tipo IIA.

Verifica-se também que em fibras com hidrogénio molecular difundido não é possível gravar redes do tipo IIA, o que poderá indicar que o tratamento com hidrogénio altera alguma propriedade física ou química na estrutura da fibra modificando as condições iniciais de fotossensibilidade da mesma.

Em 2002, Liu *et al.* [Liu02] reportaram uma dinâmica de crescimento diferente dos tipos de redes documentadas anteriormente. Nesse trabalho, comparou-se a dinâmica de crescimento de redes gravadas em fibra dopada com germânio e boro em duas situações: com e sem hidrogénio molecular difundido. Na ausência de hidrogénio molecular, a rede crescia como tipo I, evoluindo posteriormente para uma rede do tipo IIA. Contudo, na presença de hidrogénio, quando a rede do tipo I começou a apagar e cresceu uma nova rede, o deslocamento para o azul no comprimento de

onda de Bragg, típico das redes IIA, não ocorreu. Na verdade, a evolução era no sentido inverso, ou seja, para maiores comprimentos de onda, correspondendo a um incremento no índice de refração médio na zona exposta ao ultravioleta. A este novo tipo de redes, designou-se por redes do tipo IA. Uma das características observadas nestas redes foi a grande variação no comprimento de onda central da rede. Observaram-se variações entre 15 a 20 nm, correspondendo a uma variação no índice de refração médio na ordem de $\approx 10^{-2}$ [Simpson04]. Estas redes caracterizam-se por apresentarem uma sensibilidade térmica inferior às redes de outros tipos [Shu02a]. Esta característica pode ser utilizada em sensores com configurações baseadas em duas redes com sensibilidades diferentes, de modo a medir elongamentos com compensação do efeito da temperatura [Simpson03 e Shu02b].

Nesta dissertação é também reportado um outro tipo de crescimento ainda por classificar. Na tentativa de gravar redes do tipo IIA numa fibra com elevada concentração de germânio, não hidrogenizada, observou-se um crescimento parecido ao das redes IA, mas com menor variação no índice de refração médio. Verificou-se também que não foi necessário hidrogenizar as fibras para se obter esse efeito, ao contrário dos resultados observados na literatura. As medidas experimentais, assim como uma discussão mais pormenorizada são apresentadas no Capítulo 4.

2.3 Princípio de funcionamento

2.3.1 Introdução

Uma rede de Bragg é uma estrutura formada por uma perturbação periódica longitudinal do índice de refração do núcleo de uma fibra óptica (Figura 2.4). O comprimento de uma rede de Bragg pode variar entre poucos milímetros a vários centímetros de comprimento. A amplitude de modulação do índice de refração, Δn , geralmente não ultrapassa valores na ordem de 10^{-2} , sendo os valores típicos da

ordem $\Delta n \approx 10^{-4}$. Para uma rede de Bragg a operar na janela dos 1500 nm, usual nas comunicações ópticas, a periodicidade da modulação típica é $\Lambda \approx 0.5 \mu\text{m}$.

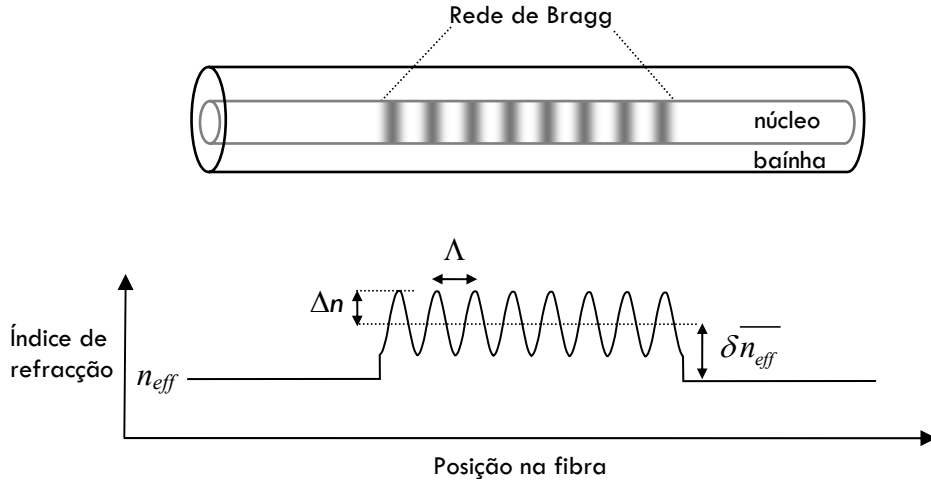


Figura 2.4 – Ilustração da variação do índice de refração numa rede de Bragg em fibra óptica. As dimensões do período em relação às da fibra foram propositadamente exageradas para melhor percepção. n_{eff} : índice de refração efectivo da fibra; Δn : amplitude de modulação.

2.3.2 Reflexão de Fresnel

O efeito da perturbação periódica do índice de refração poderá ser compreendido de forma qualitativa recorrendo à reflexão de Fresnel. O processo mais simples deste fenómeno ocorre quando uma onda electromagnética atravessa uma interface entre dois materiais dielétricos com índices de refração diferentes. Nesta situação, ocorre uma reflexão parcial da onda. No caso de uma incidência normal, o coeficiente de reflexão, R_F , pode ser calculado por

$$R_F = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (2.11)$$

onde n_1 e n_2 são os índices de refração dos dois meios envolvidos. Assim, para cada transição do índice de refração, δn , existe uma pequena reflexão de Fresnel com um coeficiente de reflexão dado por

$$R_F = \left(\frac{n - (n + \delta n)}{n + (n + \delta n)} \right)^2 = \left(\frac{\delta n}{2n + \delta n} \right)^2 \quad (2.12)$$

Para $\delta n \approx 10^{-4}$, $R_F \approx 10^{-9}$. Numa rede de Bragg existem milhares de transições destas, ou seja, é possível ocorrer reflexão total quando cada contribuição das reflexões de Fresnel se adicionar em fase (Figura 2.5). As condições em que esta situação de acoplamento ocorre podem ser entendidas de forma qualitativa utilizando a teoria das redes de difracção em fibras ópticas. Um estudo teórico mais detalhado será efectuado no capítulo 3.

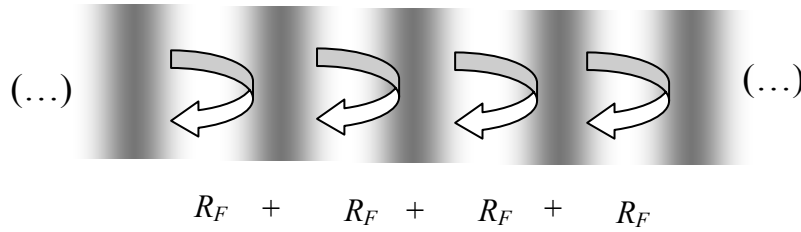


Figura 2.5 – Ilustração das pequenas reflexões de Fresnel que ocorrem entre cada transição de índice.

2.3.3 Redes de difracção em fibras ópticas

São geralmente designadas por redes de difracção as estruturas de fase ou amplitude com dimensões extensas comparativamente com o período de modulação.

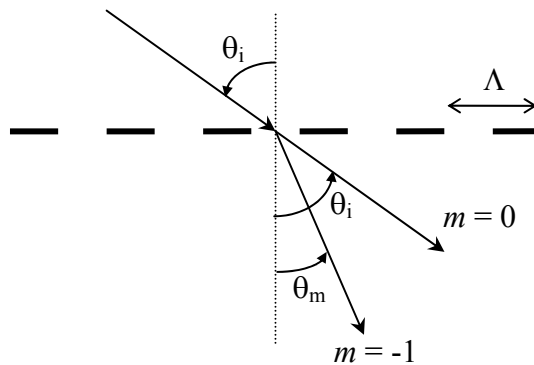


Figura 2.6 – Difracção de uma onda electromagnética por uma rede de difracção.

Uma rede de difracção em fibra óptica obedece às mesmas leis que as redes de difracção em espaço livre. Assim, o efeito sobre uma onda electromagnética incidente com um determinado ângulo θ_i (ver Figura 2.6) pode ser descrito pela conhecida equação das redes de difracção [Hecht87]:

$$\Lambda(n_m \sin \theta_m - n_i \sin \theta_i) = m\lambda \quad (2.13)$$

onde θ_m é o ângulo da onda difractada, n_i e n_m são os índices de refracção dos meios das ondas incidentes e refractadas, respectivamente, m a ordem de difracção e λ o comprimento de onda da onda incidente. Esta expressão permite calcular unicamente os ângulos θ_m onde ocorrem os máximos de interferência construtiva. No caso das redes de difracção em fibra, pode ser utilizada para calcular o comprimento de onda que permite acoplar, da forma mais eficiente, luz entre dois modos.

As redes de difracção em fibra óptica podem ser classificadas de forma genérica em quatro tipos: redes de Bragg (também designadas por redes de período curto ou redes de reflexão), redes de período longo (também conhecidas como redes de transmissão), conversores modais e conversores de polarização (conhecidos na literatura como *rocking filters*). Note-se que todas as redes de difracção em fibra óptica exibem o efeito de Bragg, onde a eficiência de conversão modal tem uma resposta selectiva no comprimento de onda. Mesmo assim, a designação rede de Bragg refere-se às redes de difracção em fibra óptica onde o acoplamento é efectuado para os modos guiados na direcção de contrapropagação. Geralmente, numa rede de Bragg em fibra óptica monomodo, a propagação é efectuada perpendicularmente aos planos de índice constante da rede. Assim, no acoplamento dos modos guiados propagantes para os contrapropagantes, verifica-se a relação $\theta_i = -\theta_m = \pi/2$. Nesta situação, e considerando uma difracção de primeira ordem onde $m=-1$, a expressão (2.13) pode ser reescrita como

$$\lambda = 2n_{eff}\Lambda \quad (2.14)$$

onde n_{eff} é o índice de refração efectivo da fibra. A expressão (2.14) é designada por condição de Bragg e só se verifica para períodos de modulação, Λ , submicrométricos. A limitação desta condição para determinados períodos de modulação, pode ser melhor entendida se reescrevermos a equação (2.13) em função das constantes de propagação:

$$\beta_m - \beta_i = m \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.15)$$

onde $\beta_{i,m} = (2\pi / \lambda)n_{eff,i,m}$ são as constantes de propagação para o modo linearmente polarizado LP₀₁ no sentido de propagação (β_i) e contrapropagação (β_m). Esta expressão toma a forma da expressão (2.14) quando as constantes de propagação e contrapropagação tomam valores simétricos e se considera uma difracção de primeira ordem. Este caso pode ser visualizado num esquema representativo do eixo da constante de propagação (Figura 2.7). Na figura, um valor positivo de β representa o sentido propagante, enquanto que um valor negativo significa o sentido contrapropagante. Como se pode observar, só há um acoplamento para modos contrapropagantes simétricos do modo propagante ($\beta_m = -\beta_i$), se o comprimento de onda for suficientemente pequeno para que a expressão (2.15) seja possível.

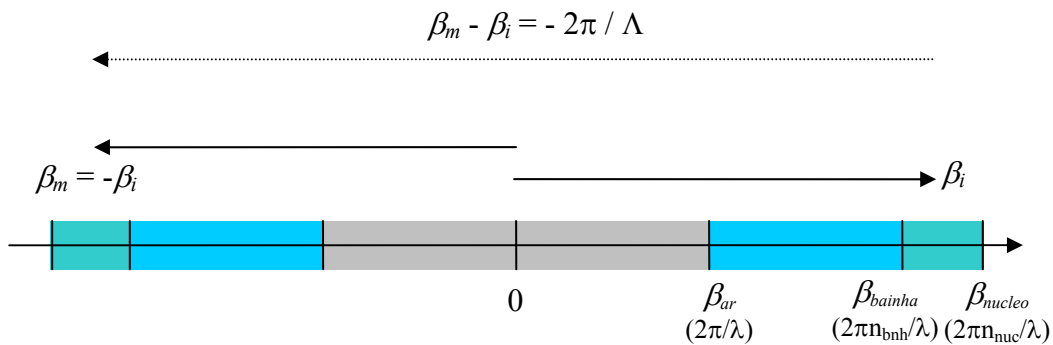


Figura 2.7 – Representação esquemática do princípio de funcionamento do acoplamento de modos numa rede de Bragg no eixo da constante de propagação, considerando uma difracção de primeira ordem ($m=-1$)

Nas redes de período longo, a periodicidade de modulação é de tal ordem que a diferença $\beta_m - \beta_i$ tem que ser suficientemente pequena em valor absoluto para que a condição (2.15) seja possível (Figura 2.8).

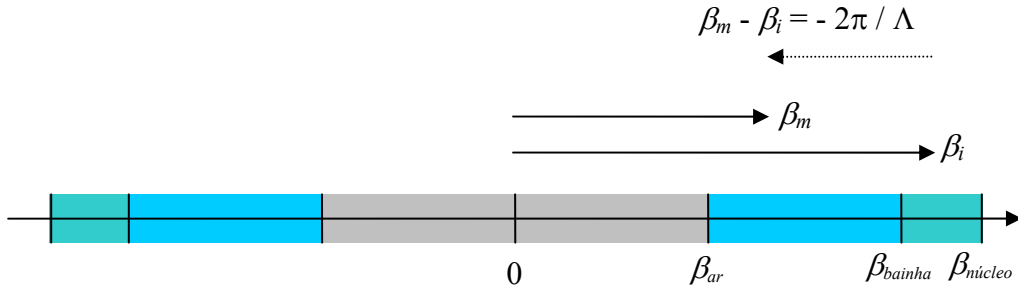


Figura 2.8 - Representação esquemática do princípio de funcionamento do acoplamento de modos numa rede de período longo no eixo da constante de propagação, considerando uma difracção de primeira ordem ($m=-1$)

Nestas redes, o acoplamento é efectuado para modos propagados na bainha no sentido de propagação. A condição de ressonância para as redes de período longo também pode ser calculada com recurso à equação (2.15) e é dada por:

$$\lambda = (n_{eff,i} - n_{eff,m}) \Lambda \quad (2.16)$$

Note-se, uma vez mais, que as expressões (2.14) e (2.16) apenas permitem calcular os comprimentos de onda onde o acoplamento de modos é máximo. Será necessário uma análise teórica mais profunda, descrita no capítulo 3, para que se possa obter mais informações acerca das características espectrais das redes.

Como foi referido anteriormente, existem ainda mais dois tipos de redes de difracção em fibra óptica: conversores modais e conversores de polarização. Os conversores modais são formados por estruturas em que o período de modulação do índice de refração ao longo do núcleo da fibra pode variar entre as dezenas de micrómetros e as dezenas de centímetros. Este tipo de estruturas já foi utilizado para efectuar diferentes tipos de conversão modal, como sejam a $LP_{01} \leftrightarrow LP_{11}$ [Hill90] e $LP_{01} \leftrightarrow LP_{02}$ [Bilodeau91].

Os conversores de polarização funcionam de forma similar aos conversores modais, excepto que o acoplamento é efectuado entre os dois estados degenerados do modo fundamental de propagação. A rede é alinhada a 45° com as direcções dos eixos de polarização da fibra e o período espacial é definido de forma a coincidir com o período de batimento entre os dois modos polarizados ortogonalmente. Mais informação sobre este tipo de conversores poderá ser encontrada em [Russel90, Hill91b, Johnson92, Psaila95 e Kashyap99].

2.4 Propriedades espaciais de uma rede de Bragg

2.4.1 Introdução

Como foi referido anteriormente, uma rede de Bragg é uma estrutura baseada na variação periódica do índice de refração do modo guiado de uma fibra ao longo do eixo longitudinal. De uma forma geral, essa variação, $\delta n_{eff}(z)$, pode ser representada por uma formulação que combine várias funções:

$$\delta n_{eff}(z) = \overline{\delta n_{eff}}(z) + A_p(z) \cdot f\left[\frac{\Lambda(z)}{\cos(\theta_b)}, z\right] \quad (2.17)$$

sendo $\overline{\delta n_{eff}}(z)$ a variação do valor médio da modulação, $A_p(z)$ descreve a amplitude e o valor médio da modulação ao longo da rede, ou seja, a apodização e $f[\Lambda(z)/\cos(\theta_b), z]$ é a função que representa o perfil de modulação, onde $\Lambda(z)$ descreve o período ao longo da rede, estando incluída a aperiodicidade e θ_b é o ângulo no caso de uma rede de Bragg inclinada.

A grande maioria das técnicas de gravação de redes de Bragg recorre a interferência óptica. Assim, de uma forma geral, a um maior tempo de exposição está associado uma maior amplitude de modulação e, consequentemente, a um maior valor médio do índice de refração. Deste modo, $A_p(z)$ pode ser expressa por

$$A_p(z) = \overline{\delta n_{eff}}(z) \cdot v(z) \quad (2.18)$$

onde $0 \leq v(z) \leq 1$ é a visibilidade das franjas de interferência e depende da qualidade da interferência óptica. A gravação de redes por este método promove um perfil de modulação com características sinusoidais. Deste modo, a variação do índice de refração da maior parte das redes de Bragg pode ser descrita como

$$\delta n_{eff}(z) = \overline{\delta n_{eff}}(z) \left\{ 1 + v(z) \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi(z) \right] \right\} \quad (2.19)$$

onde $\phi(z)$ descreve a variação do período ao longo da rede. Note-se que a visibilidade não altera o valor médio do índice de refração, apenas altera a amplitude de variação deste. A Figura 2.9 ilustra isso mesmo através da simulação de uma porção de uma rede de Bragg para três valores diferentes de visibilidade, onde se verifica que o valor médio das variações (a tracejado) é o mesmo.

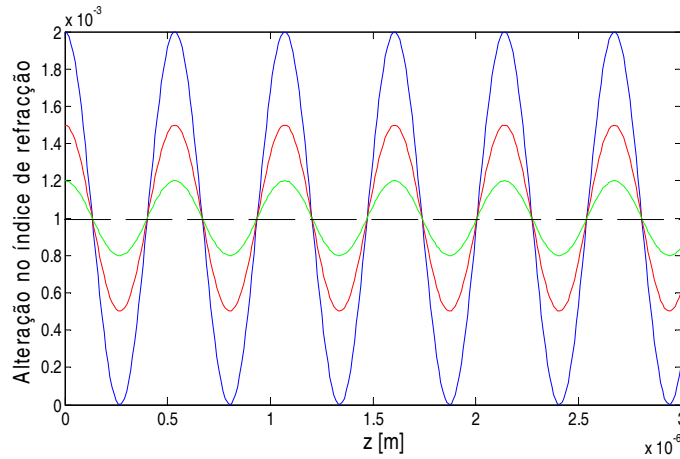


Figura 2.9 – Alteração do índice de refração numa rede de Bragg para diferentes valores de visibilidade: $v=1$ (azul), $v=0.5$ (vermelho), $v=0.2$ (verde).

Uma das grandes vantagens das redes de Bragg é a elevada flexibilidade dos parâmetros com que pode ser desenhada, possibilitando a sua utilização em inúmeras aplicações desde os sensores até às comunicações ópticas. Dependendo do tipo de

variação dos parâmetros $\overline{\delta n_{eff}}(z)$, $v(z)$, $\phi(z)$, do ângulo de gravação da rede ou mesmo da disposição espacial de diferentes redes, as redes de Bragg podem ter diferentes tipos de propriedades e de aplicações. Sendo assim, importa classificá-las em função do tipo de variação espacial que possuem. Essa classificação será abordada nas secções seguintes.

2.4.2 Redes de Bragg uniformes

Na rede ilustrada na Figura 2.9 as respectivas propriedades espaciais mantêm-se constantes ao longo da extensão longitudinal. Ou seja, os parâmetros $\overline{\delta n_{eff}}(z)$, $v(z)$ e $\phi(z)$ são constantes e independentes de z . Este tipo de redes designam-se por redes de Bragg uniformes e o respectivo espectro de reflexão é similar ao representado na Figura 2.10.

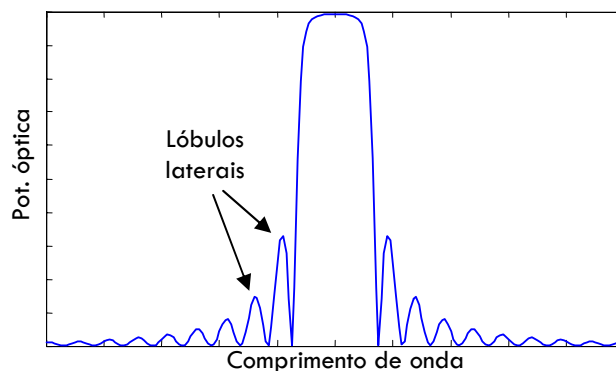


Figura 2.10 – Exemplo de um possível espectro de reflexão de uma rede de Bragg uniforme.

Mesmo que as propriedades espaciais das redes uniformes sejam constantes ao longo de z , nestas redes é possível controlar a reflectividade e a largura de banda, através do controlo da amplitude de modulação e do comprimento da rede. As vantagens deste tipo de redes estão relacionadas com a sua simplicidade de gravação, contudo, têm a desvantagem de o respectivo espectro de reflexão apresentar lóbulos laterais com amplitudes elevadas. Estes aparecem devido às fronteiras abruptas da rede de Bragg originando um efeito semelhante às cavidades de Fabry-Perot. Em

comunicações ópticas os lóbulos laterais do espectro de reflexão das redes uniformes são altamente indesejados, uma vez que favorecem a existência de diafonia entre canais muito próximos no comprimento de onda. Por este motivo, as redes de Bragg uniformes são mais utilizadas como sensores simples.

2.4.3 Redes de Bragg apodizadas

Os lóbulos laterais das redes uniformes podem ser substancialmente reduzidos se a amplitude de modulação do índice de refração, nas extremidades da rede de Bragg, iniciar e terminar de forma gradual, de forma a evitar as interfaces responsáveis pelo efeito de cavidade Fabry-Perot. A esta técnica designa-se por *apodização* e foi apresentada por Hill e Matsuhara, como uma forma eficaz de redução dos lóbulos laterais [Hill74 e Matsuhara74]. Na verdade, o próprio termo *apodização* deriva do Grego “ α ”, que significa retirar e “ $\pi\omicron\delta\omicron\delta$ ” que significa pé, referindo-se à supressão dos máximos laterais. Esta técnica é utilizada em processamento de sinal para suprimir os lóbulos laterais resultantes da transformada de Fourier de dados truncados e também utilizada em óptica geométrica para remover os lóbulos laterais de franjas resultantes de difracção [Hecht87]. Além da utilização da apodização para a redução de lóbulos laterais, recentemente foi proposta a utilização da apodização com índice médio menor que o n_{eff} da fibra para a compensação da dispersão [Lima03].

Tal como foi referido anteriormente, o controlo da apodização na equação (2.19) é efectuado através dos parâmetros $\overline{\delta n_{eff}}(z)$ e $v(z)$, relacionados directamente com o tempo de exposição e com a visibilidade das franjas ópticas, respectivamente. As técnicas mais comuns de apodização consistem em variar a amplitude de modulação através de maior ou menor tempo de exposição. Analisando a equação (2.19) verifica-se que esta técnica conduz a uma variação intrínseca do valor médio da modulação, o que não é o mais desejável. A apodização ideal consiste em manter o valor médio e variar apenas a visibilidade das franjas de modulação. A este tipo de apodização será designada por redes com compensação DC.

Alguns dos perfis de apodização são formulados do seguinte modo:

Perfil tangente hiperbólica [VPI01]:

$$A(z) = \frac{\tanh \left\{ P \left[1 - 2 \left| \frac{(z - L/2)}{L} \right| \right] \right\}}{\tanh(P)} \quad (2.20)$$

Perfil seno [Enns98b],

$$A(z) = \sin \left(\frac{\pi z}{L} \right) \quad (2.21)$$

Perfil coseno elevado [Erdogan97]:

$$A(z) = \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{\pi(z - L/2)}{FWHM} \right) \right] \quad (2.22)$$

Perfil Blackman [Loh95]:

$$A(z) = \frac{1 + (1 + P) \cos \left(\frac{2\pi(z - L/2)}{L} \right) + P \cos \left(\frac{4\pi(z - L/2)}{L} \right)}{2(1 + P)} \quad (2.23)$$

Perfil gaussiano de ordem elevada:

$$A(z) = \exp \left\{ - \left[2 (\ln 2)^{1/P} \left(\frac{z - L/2}{FWHM} \right) \right]^P \right\} \quad (2.24)$$

onde L é o comprimento da rede e P é um parâmetro a ajustar conforme o tipo de perfil desejado. Os valores típicos são: $P=4$ para o perfil tangente hiperbólica, $P=0.19$ para o perfil Blackman e $P=2$ para um perfil gaussiano de ordem 2. O parâmetro $FWHM$ é a largura a meia altura do perfil de apodização. Para o perfil

coseno elevado, o perfil é geralmente truncado com $FWHM = L$ [Erdogan97]. No caso do perfil gaussiano, o perfil é truncado tipicamente com $FWHM = 3L$.

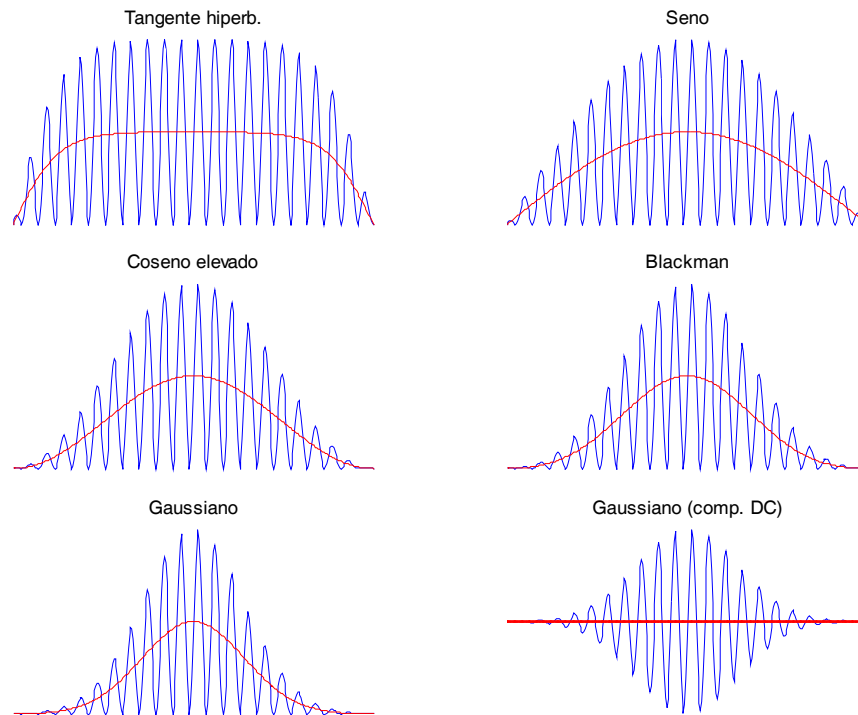


Figura 2.11 – Ilustração de alguns perfis de apodização típicos. A linha a vermelho representa o valor médio da modulação

2.4.4 Redes de Bragg aperiódicas

As redes de Bragg aperiódicas são conhecidas na literatura por redes com *chirp* e geralmente referem-se às redes em que a condição de ressonância varia ao longo do seu comprimento, pelo que são reflectidos diferentes comprimentos de onda em função da posição na rede [Byron93]. As redes aperiódicas mais comuns consistem em redes com período variável ao longo da sua extensão longitudinal. O tipo de aperiodicidade é controlado pelo parâmetro $\phi(z)$ na equação (2.19). A aperiodicidade tem efeito em duas propriedades das redes de Bragg: a largura de banda e o atraso de grupo. Nas redes aperiódicas a condição de ressonância ocorre

para vários comprimentos de onda, resultando numa rede com uma largura de banda muito superior às redes convencionais. Esta propriedade é algumas vezes utilizada em aplicações onde são necessários filtros ópticos com uma banda de rejeição elevada. Como foi referido, também o atraso de grupo da rede possui características diferentes das redes convencionais. O facto de diferentes comprimentos de onda serem reflectidos em posições diferentes na fibra, origina um atraso de grupo dependente do comprimento de onda. Se a aperiodicidade for linear, o atraso de grupo também será linear, podendo ser utilizado em dispositivos de compensação da dispersão nas comunicações ópticas tal como foi proposto originalmente por Ouellete em 1987 [Ouellete87]. Posteriormente, outros trabalhos se seguiram com a utilização de redes aperiódicas para compensar a dispersão em diferentes situações [Loh96, Laming97 ou Garrett98]. Além das redes com aperiodicidade linear, as redes aperiódicas também foram testadas com aperiodicidade quadrática [Eggleton94] ou mesmo com saltos no período [Farries94]. Outra das utilizações para estas redes consiste na reformatação temporal de pulsos curtos em lasers de fibra [Fermann95].

De uma forma geral, o período de uma rede aperiódica pode ser expresso por um polinómio de grau N dado por

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 + \Lambda_1 z + \dots + \Lambda_N z^N \quad (2.25)$$

onde Λ_0 é o período à entrada da rede. A Figura 2.12 apresenta esquematicamente a variação do período ao longo de uma rede de Bragg com aperiodicidade linear.

Note-se que a variação do período numa rede de Bragg não é o único método de alterar a condição de ressonância ao longo da extensão desta, apesar de ser o mais comum. Se repararmos na equação (2.14), também é possível obter o mesmo efeito pela variação, ao longo do eixo z , do índice de refração médio da rede. Contudo, é mais difícil obter redes deste género de elevada qualidade, uma vez que é necessário controlar com precisão o valor médio do índice de refração, tarefa com dificuldades acrescidas devido ao processo de fotossensibilidade não ser linear.

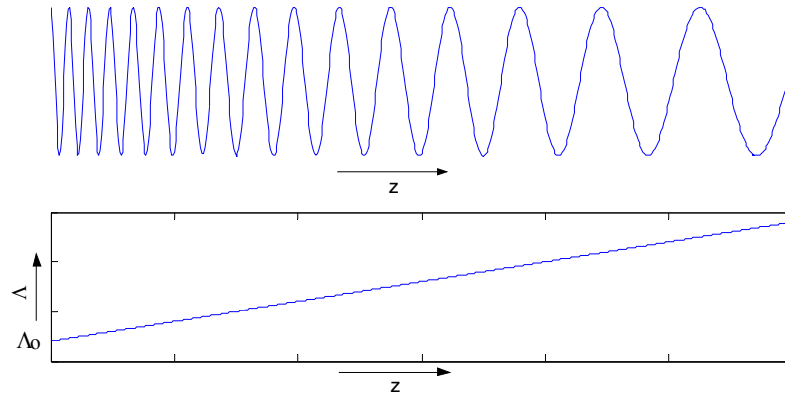


Figura 2.12 – Ilustração da variação do índice de refração numa rede aperiódica linear (em cima) e a respectiva variação do período (em baixo).

2.4.5 Redes de Bragg inclinadas

As redes de Bragg inclinadas, também conhecidas na literatura por redes *tilted* ou redes *blazed*, consistem em redes de Bragg onde os planos de índice constante têm um determinado ângulo, θ_b , com o eixo z da fibra [Kashyap93, Erdogan96]. Nestas condições, o vector- \mathbf{K} da rede de Bragg forma um ângulo θ_b com o vector \mathbf{V}_i , incidente. Devido à condição de conservação de momento e de energia, a componente do vector- \mathbf{K} normal à direcção de propagação permite um acoplamento para modos radiativos (vector \mathbf{V}_o) conforme ilustrado na Figura 2.13.

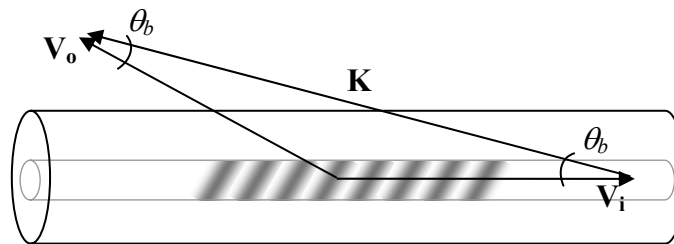


Figura 2.13 – Diagrama vectorial da condição de Bragg para uma rede inclinada. ($|\mathbf{K}| = 2\pi/\Lambda$)

As redes inclinadas podem ser utilizadas como acopladores modais [Morey94, Hewlett95, Okoshi92] ou como atenuadores selectivos no comprimento de onda devido ao acoplamento do modo LP_{01} para modos da bainha ou de radiação. O

ângulo mínimo que permite acoplamento para os modos radiativos, de forma a induzir atenuação, pode calcular-se a partir de

$$\theta_{b\min} = \arcsin\left(\Lambda \frac{n_{nuc} - n_{bnh}}{\lambda}\right) \quad (2.26)$$

Com um arranjo experimental adequado, os modos radiativos podem ser analisados de forma a serem utilizados em dispositivos de monitoria óptica.

2.4.6 Redes de Bragg Superestruturadas

As redes de Bragg superestruturadas são estruturas com variação periódica do índice de refração como nas redes de Bragg comuns, mas com uma modulação da envolvente da estrutura ao longo desta, que pode ser de amplitude ou de fase. Uma das formas mais simples de redes superestruturadas consiste numa modulação rápida sinusoidal do índice de refração, com período Λ , acompanhada de uma variação lenta, também sinusoidal, de período M_s , da envolvente da modulação rápida (Figura 2.14).

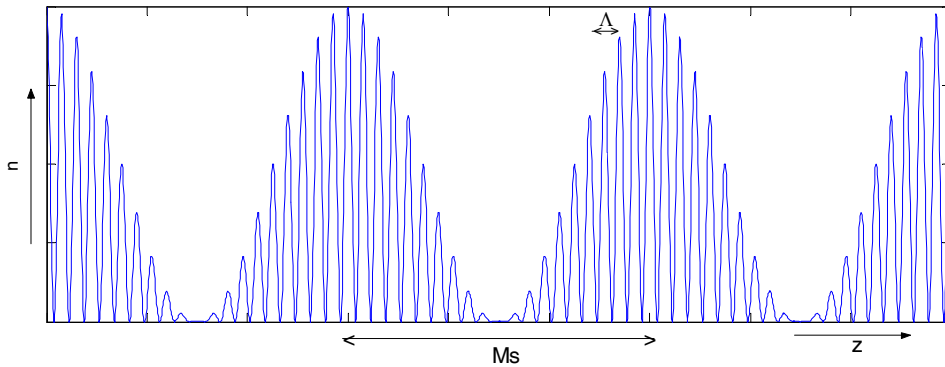


Figura 2.14 – Ilustração de um exemplo de uma rede de Bragg superestruturada

Nesta situação, a variação do índice de refração pode ser modelada por [Eggleton94]

$$\delta n_{eff}(z) = \overline{\delta n_{eff}}(z) \cos^2\left(\frac{\pi z}{M_s}\right) \left[\cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) + 1 \right]. \quad (2.27)$$

Como se verá no capítulo seguinte, se a rede tiver baixa reflectividade ($R < 20\%$), o perfil da resposta impulsional tem a mesma forma do perfil espacial da superestrutura de Bragg. Esta característica, adicionada à flexibilidade com que se podem gravar diferentes perfis, possibilita um vasto número de aplicações para as redes superestruturadas. Entre essas aplicações, destacam-se as aplicações na codificação temporal de impulsos [Teh00, Teh01], onde foi utilizada modulação de fase da envolvente, geração de impulsos rectangulares [Petropoulos01], compensação da dispersão [Xia03], geração de vários filtros igualmente espaçados [Ibsen98], multiplicação de um trem de impulsos [Petropoulos00] ou como sensores simultâneos de alongamento e temperatura [Guan00, Frazão02]. As redes de Bragg superestruturadas também podem ser designadas por redes de Bragg amostradas quando, em vez de uma modulação contínua da envolvente, é feita uma amostragem discreta com um período $M_s \gg \Lambda$.

2.4.7 Cavidades Fabry-Perot em fibra óptica

A facilidade com que se consegue gravar uma rede de Bragg com a reflectividade desejada, torna-as ideais para a implementação de cavidades Fabry-Perot em fibra óptica. Estas estruturas, que foram documentadas pela primeira vez por Huber em 1991 [Huber91], consistem em duas redes de Bragg espaçadas entre si, formando uma cavidade ressonante (Figura 2.15).

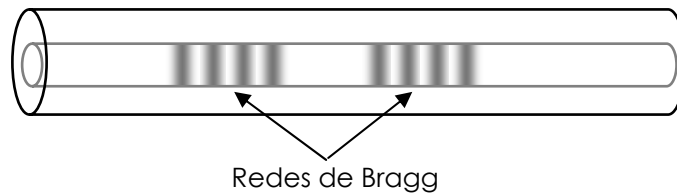


Figura 2.15 – Representação esquemática de uma cavidade Fabry-Perot em fibra óptica.

As cavidades Fabry-Perot em fibra óptica têm um funcionamento idêntico às cavidades tradicionais, em espaço livre, baseadas em espelhos, exceptuando o facto de as redes de Bragg terem uma largura de banda estreita e apresentarem uma reflexão distribuída. As redes de Bragg não têm que ser necessariamente iguais, embora, por motivos óbvios, a banda de funcionamento das redes terá que coincidir totalmente ou, pelo menos, parcialmente.

Um dos parâmetros de caracterização deste tipo de estruturas é o intervalo espectral livre, *FSR*, conhecido na literatura como *Free-Spectral Range*. Este parâmetro designa o espaçamento entre os máximos da resposta espectral da cavidade. No caso de uma cavidade Fabry-Perot formada por dois espelhos pontuais em fibra óptica, espaçados de uma distância d , a *FSR* pode ser calculada por

$$FSR(\lambda) = \frac{\lambda^2}{2dn_{eff}(\lambda)} \quad (2.28)$$

Para uma cavidade Fabry-Perot equivalente formada por duas redes de Bragg, não é possível calcular a *FSR* a partir de uma única distância d . Na verdade, d torna-se uma função dependente do comprimento de onda [Kashyap99]. Nestas condições, a *FSR* é máxima no pico de reflexão e pode ser calculada, em boa aproximação, pela expressão (2.28) e considerando d como a distância entre os extremos interiores da cavidade. Os comprimentos de onda mais afastados da condição de ressonância penetram mais facilmente nas duas redes, pelo que a distância d será maior. Assim, a *FSR* irá aumentar à medida que os comprimentos de onda se afastam da condição de ressonância, até um valor máximo dado por (2.28) em que d é a distância entre os extremos opostos. Conclui-se que, para que a *FSR* seja constante (ex. geração de lasers multi-comprimento de onda, recuperação óptica de relógio, ...), é necessário que as redes tenham o menor comprimento possível. Do mesmo modo, para que a *FSR* seja a maior possível, é necessário reduzir a distância entre as redes ao máximo. Em qualquer dos casos, tanto a redução do comprimento das redes, como a redução da distância entre elas têm maiores exigências do ponto de vista técnico. Por este motivo, Town *et al.* propuseram, em 1993, uma cavidade Fabry-Perot em fibra óptica

formada por duas redes de Bragg com aperiodicidade linear [Town93]. Nesta técnica, a condição de ressonância para determinado comprimento de onda apenas ocorre numa região bastante reduzida de cada rede. Assim, a cavidade Fabry-Perot poderá ser aproximada a dois espelhos pontuais. Por outro lado, torna-se mais fácil a gravação de redes com uma FSR elevada, uma vez que é possível gravar redes aperiódicas sobrepostas com apenas um ligeiro desfasamento espacial [Doucet02]. A utilização de redes aperiódicas sobrepostas para formar cavidades Fabry-Perot pode ter grande utilização na recuperação de relógio para elevadas taxas de bits (> 10 Gbit/s) ou mesmo na multiplicação óptica de impulsos. Uma dessas aplicações foi demonstrada por Azaña *et al.* na multiplicação de impulsos a 10 GHz para formar um trem de impulsos a 100 GHz [Azaña03b].

2.4.8 Redes de Bragg com deslocamento de fase

As redes de Bragg com deslocamento de fase podem-se considerar como um caso particular das cavidades Fabry-Perot baseadas em redes de Bragg, onde a distância entre os extremos interiores é inferior ao período de modulação. Esta técnica resulta de uma adaptação de outra técnica similar utilizada em lasers semicondutores com cavidade distribuída (DFB – *Distributed Feedback*) de forma a permitir que o laser opere numa única frequência [Haus76]. Em termos espectrais, o deslocamento de fase na modulação do índice origina um filtro transmissivo na banda de rejeição da rede. O comprimento de onda desse filtro pode ser seleccionado através da posição na rede do salto de fase, do tipo de salto de fase induzido, ou de ambos. Geralmente a sintonia é feita com diferentes deslocamentos de fase de amplitudes entre 0 e 2π , colocados no centro da rede, ou então, por deslocamentos de fase fixos de π , correspondendo a um espaçamento de $\lambda/4$, em diferentes posições da rede [Agrawal94]. Além da utilização como filtros transmissivos estreitos, as redes de Bragg com deslocamentos de fase também podem ser utilizadas em outras aplicações, tais como em interruptores ópticos [Melloni00] ou na formatação de impulsos [Curatu02].

2.4.9 Redes de Bragg com efeito Moiré

Quando se sobrepõe, sequencialmente ou não, no mesmo troço de fibra, dois padrões de franjas de interferência com períodos, Λ_1 e Λ_2 , ligeiramente diferentes, a rede de Bragg resultante apresenta uma modulação do índice de refração com efeito Moiré. Este efeito advém do batimento entre as duas frequências espaciais similares, originando uma variação rápida de amplitude do índice de refração com um período $\Lambda_g = 2\Lambda_1\Lambda_2/(\Lambda_1 + \Lambda_2)$ e a envolvente sinusoidal dessa mesma variação com período $\Lambda_e = 2\Lambda_1\Lambda_2/(\Lambda_1 - \Lambda_2)$. Deste modo, o padrão resultante pode ser modelado por [Kashyap99]

$$\delta n_{eff}(z) = \overline{\delta n_{eff}} \left[2 + 2 \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda_e}\right) \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda_g}\right) \right] \quad (2.29)$$

A Figura 2.16 ilustra uma rede de Bragg com efeito Moiré. Os mínimos da envolvente correspondem a saltos de fase de π . A nível espectral, este salto de fase tem um efeito semelhante às redes de Bragg com deslocamento de fase, ou seja, o aparecimento de um filtro transmissivo na zona de rejeição da rede.

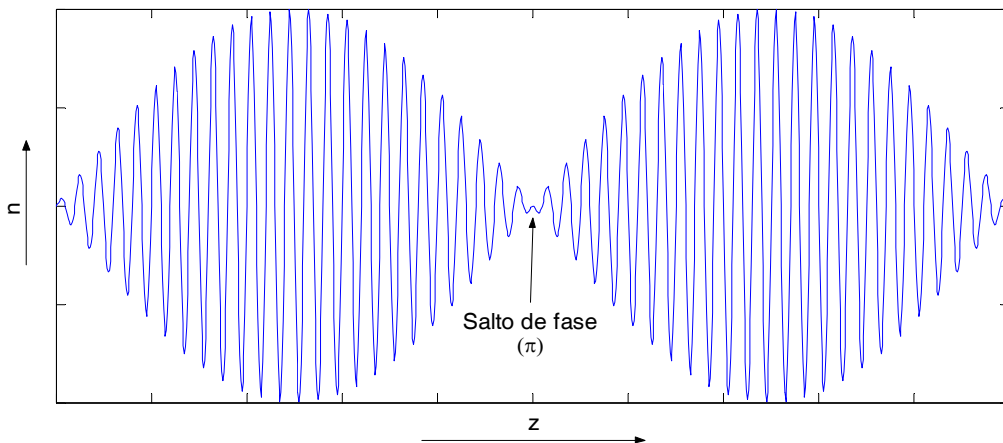


Figura 2.16 – Exemplo de uma rede de Bragg com efeito Moiré

As redes de Bragg com efeito Moiré podem ser desenhadas de forma a conterem vários saltos de fase, resultando em vários filtros transmissivos na zona de rejeição.

Para isso, basta dimensionar correctamente o período Λ_e e o comprimento da rede de modo a que esta contenha exactamente o número desejado de períodos Λ_e .

Além da utilização como filtros transmissivos [Chen98], as redes de Bragg com efeito Moiré também foram testadas na codificação e decodificação em sistemas ópticos de acesso múltiplo com codificação bidimensional (tempo-comprimento de onda) [Chen99].

2.5 Conclusões

Neste capítulo foram introduzidos os principais conceitos necessários a um estudo aprofundado das redes de Bragg em fibra óptica. Nesse sentido, iniciou-se o capítulo com uma perspectiva histórica da evolução do conhecimento acerca das redes de Bragg e da fotossensibilidade nas fibras ópticas. Esse conhecimento é necessário para o controlo do processo de gravação das redes de Bragg que será discutido no Capítulo 4. Em seguida, foi ilustrado qualitativamente o princípio de funcionamento básico das redes de Bragg através da reflexão de Fresnel e da teoria das redes de difracção. Essa secção é importante para uma melhor compreensão da teoria dos modos acoplados a ser abordada no Capítulo 3. Finalmente, foram descritas algumas das características espaciais das redes de Bragg e a forma como podem ser modeladas. É com base nestas características que, juntamente com a teoria dos modos acoplados, serão simulados e discutidos os diferentes tipos de redes no Capítulo 3.

CAPÍTULO 3

Teoria das redes de Bragg

3.1 Introdução

Na ausência de perturbações, a propagação de ondas electromagnéticas numa fibra óptica pode ser analisada recorrendo às conhecidas equações de Maxwell com condições fronteira apropriadas. As soluções dessas equações permitem obter as distribuições do campo de propagação dos modos guiados e de radiação na fibra. Estes modos propagam-se na fibra sem qualquer acoplamento entre si. Na presença de perturbações na propagação, tais como curvaturas ou alterações na constante dieléctrica, poderá ocorrer acoplamento entre alguns modos. No caso dos modos guiados, esse acoplamento poderá ocorrer quando a perturbação consiste numa alteração periódica na fase ou amplitude, com valores próximos dos valores de soma ou diferença das constantes de propagação dos modos em questão, tal como descrito na secção 2.3.3. A técnica geralmente utilizada para fornecer informação quantitativa sobre o acoplamento é a teoria dos modos acoplados. Esta teoria é uma notável ferramenta de análise das interações entre modos originadas por perturbações periódicas. É por esse motivo que é também a mais popular técnica na

descrição da eficiência de difracção e respectiva resposta espectral das redes de Bragg. A teoria dos modos acoplados permite obter um conjunto de equações diferenciais de primeira ordem para as variações de amplitude dos campos de propagação ao longo da fibra. Para uma perturbação puramente sinusoidal e uniforme, a técnica permite também obter soluções analíticas fechadas. A utilização inicial desta teoria foi efectuada por Kogelnik em 1969 com o intuito de descrever de forma quantitativa a eficiência de difracção e a resposta espectral de redes holográficas espessas [Kogelnik69]. Outros trabalhos se seguiram em que esta técnica foi utilizada, tais como os efectuados por Yariv *et al.*, Hill ou Gruhlke *et al.* [Yariv73, Hill74, Gruhlke84].

Este capítulo começa com a teoria dos modos acoplados aplicada às redes de Bragg nas secções 3.2 e 3.3. O formalismo e abordagem utilizados foram parcialmente inspirados nos trabalhos de Erdogan [Erdogan97], Lam e Garside [Lam81] e Yariv [Yariv77]. Com base nessa teoria, na secção 3.4 são descritas algumas técnicas de simulação das redes de Bragg, nomeadamente a técnica da matriz de transferência utilizada na maioria das simulações de redes de Bragg apresentadas nesta tese. Tendo por base estas ferramentas teóricas e de simulação, na secção 3.5 são estudadas as propriedades espectrais de diferentes tipos de redes de Bragg apresentadas anteriormente no capítulo 2. Finalmente, na secção 3.6, são explicadas as propriedades das redes de Bragg gravadas em fibra de elevada birrefringência.

3.2 Introdução ao acoplamento de modos

A componente transversa do campo eléctrico, E^T , pode ser escrita como a sobreposição dos modos ideais, ou seja, a sobreposição dos modos de um guia ideal sem perturbação. Assim, E^T pode ser descrito como:

$$E^T(x, y, z, t) = \sum_j \left[A_j(z) e^{i(\omega t - \beta_j z)} + B_j(z) e^{i(\omega t + \beta_j z)} \right] \mathbf{e}_j^T(x, y) \quad (3.1)$$

onde ω é a frequência óptica do campo e os coeficientes $A_j(z)$ e $B_j(z)$ são as amplitudes de variação lenta do modo j com propagação segundo $+z$ e $-z$, respectivamente. A distribuição transversal do campo é dada por $\mathbf{e}_j^T(x, y)$, podendo descrever os modos LP, guiados ou de radiação, ou os modos na bainha. Nesta situação ideal, não existe nenhum mecanismo que permita a troca de energia entre os modos. Contudo, uma alteração periódica na constante dielétrica do guia poderá induzir um acoplamento entre estes. A forma como este acoplamento ocorre poderá ser explicada no âmbito da teoria dos módulos acoplados. Assim, suponhamos dois modos E_A e E_B de um determinado guia descritos por

$$\mathbf{E}_A(x, y, z, t) = e^{i(\omega t - \beta_A z)} \mathbf{e}_A^T(x, y) \quad (3.2)$$

e

$$\mathbf{E}_B(x, y, z, t) = e^{i(\omega t - \beta_B z)} \mathbf{e}_B^T(x, y) \quad (3.3)$$

onde β_A e β_B são as constantes de propagação dos dois modos. Na presença de uma perturbação na constante dielétrica, $\Delta\epsilon(x, y, z)$, a alteração no momento dipolar por unidade de volume é dada por

$$\mathbf{P}_p = \Delta\epsilon(x, y, z) \mathbf{E}_A(x, y, z, t) \quad (3.4)$$

Este campo actua como uma fonte distribuída que pode trocar potência com o modo $E_B(x, y, z, t)$. Tendo em conta a relação entre a permitividade relativa de um material, ϵ_r , e o índice de refração do mesmo ($\epsilon_r = n^2$), podemos descrever a perturbação na constante dielétrica em função de uma alteração no índice de refração, δn , ou seja

$$\Delta\epsilon(x, y, z) = \epsilon_0 \delta n^2(x, y, z) \quad (3.5)$$

onde ϵ_0 é a permitividade no vazio. Deste modo, tendo em conta (3.4) e (3.5), pode-se afirmar que a perturbação periódica do índice de refração promove o acoplamento, isto é, a troca de energia entre os dois modos.

A potência por unidade de volume que flui da fonte P_p para o campo E_B é calculada por

$$P_{A \rightarrow B/\text{vol}} = E_B(x, y, z, t) \cdot \frac{\delta}{\delta t} P_p(x, y, z, t) \quad (3.6)$$

A fluência de potência média ao longo de um período $T_p = 2\pi / \omega$ pode ser calculada por integração da equação (3.6), resultando em

$$P_{A \rightarrow B/\text{vol}} = \frac{\omega \epsilon_0 \delta n^2(x, y, z)}{2} \text{Im} \left[\mathbf{e}_B^{T_p*}(x, y) \cdot \mathbf{e}_A^{T_p}(x, y) e^{i(\beta_B - \beta_A)z} \right] \quad (3.7)$$

Na ausência de ganhos ou perdas, a lei da conservação de energia implica que a potência que flui de E_A para E_B seja simétrica à que flui de E_B para E_A , ou seja:

$$P_{A \rightarrow B/\text{vol}} = -P_{B \rightarrow A/\text{vol}} \quad (3.8)$$

A potência total que flui de E_A para E_B pode ser calculada pelo integral da densidade de potência, dada pela equação (3.7), ao longo de todo o espaço:

$$P_{A \rightarrow B} = \int_{\text{espaço}} \frac{\omega \epsilon_0 \delta n^2(x, y, z)}{2} \text{Im} \left[\mathbf{e}_B^{T_p*}(x, y) \cdot \mathbf{e}_A^{T_p}(x, y) e^{i(\beta_B - \beta_A)z} \right] dx dy dz \quad (3.9)$$

Restringindo esta análise a estruturas periódicas, de uma forma geral $\delta n^2(x, y, z)$ poderá ser expandida numa série de Fourier:

$$\delta n^2(x, y, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m(x, y) \exp \left(i \frac{2\pi m}{\Lambda} z \right) \quad (3.10)$$

onde m é o índice do harmónico da expansão de Fourier da perturbação espacial. Substituindo esta expressão na equação (3.9) e integrando ao longo de uma distância

z , de forma a que $z \gg \Lambda$, verifica-se que a condição para que ocorra fluência de potência é

$$\int_{L \gg \Lambda} \exp \left[i \left(\beta_B - \beta_A + m \frac{2\pi}{\Lambda} \right) z \right] dz \neq 0 \quad (3.11)$$

Para um determinado inteiro m , esta condição é satisfeita quando

$$\beta_A - \beta_B = m \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (3.12)$$

Esta relação resume as condições de adaptação de fase longitudinal entre os modos propagante e contrapropagante. A analogia desta expressão com a equação (2.15) obtida anteriormente através da teoria das redes de difracção é evidente. Note-se que a condição (3.12) é fundamental, mas não suficiente para que ocorra acoplamento de modos. Também é necessário que a parte transversa do integral da equação (3.9) não seja nula, ou seja

$$\int_{\text{secção}} \delta n^2(x, y, z) \mathbf{e}_A^{T*}(x, y) \mathbf{e}_B^T(x, y) dx dy \neq 0 \quad (3.13)$$

O integral da equação anterior é conhecido como o integral de sobreposição. Se a condição (3.12) for satisfeita, então a parte relevante da condição (3.13) pode ser escrita da seguinte forma:

$$\int_{\text{secção}} a_m(x, y) \mathbf{e}_A^{T*}(x, y) \mathbf{e}_B^T(x, y) dx dy \neq 0. \quad (3.14)$$

Esta condição obriga a que os coeficientes da expansão de Fourier da perturbação espacial do índice de refracção, a_m , não possam ser nulos.

Das duas condições descritas anteriormente, necessárias para o acoplamento de modos, podem-se efectuar algumas análises qualitativas. Assim, caso se pretenda acoplar um modo propagante guiado com outro guiado, mas na direcção contrapropagante, o período da perturbação terá que satisfazer a condição

$$\beta_A - \beta_B = 2\beta = m \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (3.15)$$

ou, de outra forma,

$$\lambda = \frac{2n_{eff}\Lambda}{m} \quad (3.16)$$

Com esta expressão é possível calcular qual o período necessário para promover, para as diferentes ordens de difracção, o acoplamento entre dois modos. O facto de o acoplamento num determinado comprimento de onda poder ocorrer em ordens superiores, ou seja, com períodos maiores, permite que se possam gravar estruturas com periodicidades complexas, sem as exigências técnicas necessárias à obtenção dessas mesmas estruturas com ordem $m = 1$.

No entanto, devido à segunda condição necessária ao acoplamento de modos, para gravar redes de difracção em fibra óptica de ordens superiores é necessário ter atenção ao tipo de perturbação periódica que se consegue gravar. No caso em que a perturbação do índice de refração é puramente sinusoidal, a expansão de Fourier fica restringida a apenas um termo correspondente ao harmónico $m = 1$. Desta forma, obtém-se a condição de Bragg determinada anteriormente através da teoria das redes de difracção:

$$\lambda = 2n_{eff}\Lambda \quad (3.17)$$

Resulta assim que, caso se pretenda gravar uma rede de ordem superior (maior período), devido a limitações técnicas para gravar redes de ordem $m = 1$ (menor

período), é necessário garantir que a perturbação periódica do índice de refração não seja sinusoidal. Do mesmo modo, se a perturbação for quadrada simétrica, os coeficientes a_m de ordem par são nulos, ou seja, só são permitidas ressonâncias de ordem ímpar.

3.3 Teoria dos modos acoplados aplicada às redes de Bragg

3.3.1 Análise genérica

Até agora, toda a formulação apresentada pretende descrever em que condições pode ocorrer o acoplamento de modos. O cálculo do espectro de transmissão e/ou de reflexão só poderá ser efectuado através da análise da evolução das amplitudes dos modos guiados propagante e contrapropagante ao longo da rede de difracção. Essa evolução é determinada directamente pela teoria dos modos acoplados, onde, no caso das amplitudes A_j e B_j do modo j , são descritas pelo seguinte par de equações diferenciais:

$$\begin{aligned} \frac{dA_j}{dz} = & i \sum_k A_k \left[K_{kj}^t(z) + K_{kj}^z(z) \right] e^{i(\beta_k - \beta_j)z} + \\ & + i \sum_k B_k \left[K_{kj}^t(z) - K_{kj}^z(z) \right] e^{-i(\beta_k + \beta_j)z} \end{aligned} \quad (3.18)$$

e

$$\begin{aligned} \frac{dB_j}{dz} = & -i \sum_k A_k \left[K_{kj}^t(z) - K_{kj}^z(z) \right] e^{i(\beta_k + \beta_j)z} - \\ & -i \sum_k B_k \left[K_{kj}^t(z) + K_{kj}^z(z) \right] e^{-i(\beta_k - \beta_j)z} \end{aligned} \quad (3.19)$$

Nas equações (3.18) e (3.19), $K_{kj}^t(z)$ e $K_{kj}^z(z)$ são os coeficientes de acoplamento transversal e longitudinal, respectivamente. No caso particular dos modos guiados em fibra, $K_{kj}^z(z) \ll K_{kj}^t(z)$, pelo que, geralmente, apenas é considerado o coeficiente de acoplamento transversal.

Os dois coeficientes são definidos de forma similar, sendo que $K_{kj}^t(z)$ é dado por

$$K_{kj}^t(z) = \frac{w}{4} \iint_{\infty} \Delta\epsilon(x, y, z) \mathbf{e}_k^T(x, y) \cdot \mathbf{e}_j^{T*}(x, y) dx dy \quad (3.20)$$

Como $\epsilon_r = n^2$, temos que

$$\epsilon_r + \Delta\epsilon(z) = [n + \delta n_{eff}(z)]^2 \quad (3.21)$$

Assumindo que a perturbação é uma fracção muito reduzida do índice de refração, é válida a aproximação

$$\Delta\epsilon(z) \approx 2n\delta n_{eff}(z) \quad (3.22)$$

Por outro lado, na maioria das redes de difracção em fibra, a distribuição transversal da alteração do índice de refração pode considerar-se uniforme e limitada à secção do núcleo da fibra. Deste modo, se assumirmos uma perturbação com características sinusoidais, a variação do índice de refração do núcleo pode ser descrita por uma expressão idêntica a (2.19) mas com a variação média do índice do núcleo, $\overline{\delta n_{nuc}}(z)$, a substituir $\overline{\delta n_{eff}}(z)$. Assim, definindo os coeficientes

$$\kappa_{DC}(z) = \frac{wn_{nuc}}{2} \overline{\delta n_{nuc}}(z) \iint_{\text{núcleo}} \mathbf{e}_k^T(x, y) \cdot \mathbf{e}_j^{T*}(x, y) dx dy \quad (3.23)$$

e

$$\kappa(z) = \frac{v(z)}{2} \kappa_{DC}(z) \quad (3.24)$$

onde n_{nuc} é o índice de refração do núcleo, o coeficiente de acoplamento transversal pode ser escrito como

$$K_{kj}^i(z) = \kappa_{DC}(z) + \kappa(z) \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi(z) \right] \quad (3.25)$$

As equações (3.18) a (3.20) e (3.23) a (3.25) permitem descrever de forma precisa o processo de acoplamento de modos na maioria das redes de difração em fibra óptica. No caso particular das redes de Bragg, onde os modos propagante e contrapropagante são idênticos, é válida a seguinte relação

$$\kappa(z) = \kappa^*(z) = \frac{\pi}{\lambda} v(z) \eta \overline{\delta n_{nuc}}(z) \quad (3.26)$$

onde η é o coeficiente de confinamento de potência do modo LP_{01} dado por

$$\eta = \frac{b_n^2}{V^2} \left[1 - \frac{J_0^2(V\sqrt{1-b_n})}{J_1(V\sqrt{1-b_n})J_{-1}(V\sqrt{1-b_n})} \right] \quad (3.27)$$

onde

$$b_n = \frac{(n_{eff}^2 - n_{bnh}^2)}{(n_{nuc}^2 - n_{bnh}^2)} \quad (3.28)$$

é a solução da relação de dispersão

$$V\sqrt{1-b_n} \frac{J_{-1}(V\sqrt{1-b_n})}{J_0(V\sqrt{1-b_n})} = -V\sqrt{b_n} \frac{K_{-1}(V\sqrt{b_n})}{K_0(V\sqrt{b_n})} \quad (3.29)$$

e

$$V = \frac{2\pi r_{nuc}}{\lambda} \sqrt{n_{nuc}^2 - n_{bnh}^2} \quad (3.30)$$

onde V é a frequência normalizada e r_{nuc} o raio do núcleo. Se a fibra tiver um perfil de índice em degrau, a aproximação $\eta n_{nuc} \approx n_{eff}$ é válida.

Numa rede de Bragg, onde há acoplamento entre um modo guiado propagante de amplitude $A(z)$ com outro modo guiado contrapropagante de amplitude $B(z)$, pode ser assumido que, nos comprimentos de onda perto do comprimento de onda de ressonância, as interações que envolvem estes dois modos são as dominantes. Deste modo, as equações (3.18) e (3.19) podem ser simplificadas se forem utilizadas apenas os dois modos de interesse. As duas equações podem ainda ser mais simplificadas se forem escolhidos os termos apropriados que permitam um acoplamento síncrono, ou seja, de forma a que as dependências de fase dos termos do lado esquerdo e direito das equações sejam próximas. O resultado é o seguinte conjunto de equações acopladas:

$$\frac{dA^+(z)}{dz} = i\hat{\sigma}(z)A^+(z) + i\kappa(z)B^+(z) \quad (3.31)$$

e

$$\frac{dB^+(z)}{dz} = -i\hat{\sigma}(z)B^+(z) - i\kappa(z)A^+(z) \quad (3.32)$$

onde $A^+(z) = A(z)e^{i\delta z - \phi/2}$, $B^+(z) = B(z)e^{-i\delta z + \phi/2}$ e $\hat{\sigma}(z)$ é definido como

$$\hat{\sigma}(z) = \kappa_{DC}(z) + \delta - \frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz} \quad (3.33)$$

O parâmetro δ é dado por

$$\begin{aligned} \delta &= \beta - \frac{\pi}{\Lambda} \\ &= \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda} \end{aligned} \quad (3.34)$$

A condição de ressonância da rede de Bragg ocorre para o comprimento de onda de Bragg, λ_{Bragg} , que verifica a condição $\hat{\sigma}(z) = 0$. Na formulação utilizada, o significado físico dos termos aditivos do coeficiente $\hat{\sigma}(z)$ é o seguinte: κ_{DC} pode ser

entendido como a influência na propagação devido a alterações no valor médio do índice de refração; a taxa de variação de ϕ representa a variação do período ao longo da rede, ou seja, a aperiodicidade desta; finalmente, o parâmetro δ relaciona o desfasamento entre o comprimento de onda de propagação e o comprimento de onda de Bragg quando $\overline{\delta n_{eff}} \rightarrow 0$ e $\frac{d\phi}{dz} = 0$.

3.3.2 Redes Uniformes

De uma forma geral, o cálculo dos campos $A^+(z)$ e $B^+(z)$ através de (3.31) e (3.32) é efectuado utilizando métodos numéricos. Contudo, numa rede uniforme, o período, o valor médio do índice de refração e a visibilidade mantêm-se constantes ao longo da rede, ou seja, $\phi(z)=0$, $\overline{\delta n_{eff}}(z) = \overline{\delta n_{eff}}$ e $v(z)=v$. Deste modo, os coeficientes $\kappa(z)=\kappa$ e $\hat{\sigma}(z)=\hat{\sigma}$ não dependem de z . Assim, é possível encontrar uma solução fechada para as equações diferenciais acopladas anteriores, recorrendo a técnicas comuns para resolução de equações diferenciais [Ostrowski62].

Para as condições fronteira, assume-se que a amplitude da radiação incidente na entrada da rede ($z=0$) é $A^+(0)=1$ e que o campo contrapropagante no fim da rede, de comprimento L , é $B^+(L)=0$, atendendo a que no fim da rede deixa de haver perturbação. Assim, fica

$$A^+(z) = \frac{-\{\hat{\sigma} \sinh[\phi(z-L)] + i\phi \cosh[\phi(z-L)]\}}{\hat{\sigma} \sinh(\phi L) - i\phi \cosh(\phi L)} e^{i\hat{\sigma}z} \quad (3.35)$$

e

$$B^+(z) = \frac{\kappa \sinh[\phi(z-L)]}{\delta \sinh(\phi L) - i\phi \cosh(\phi L)} e^{i\hat{\sigma}z} \quad (3.36)$$

onde

$$\phi = \sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \quad (3.37)$$

Na condição de ressonância os campos podem ser simplificados para

$$A^+(z) = \frac{\cosh[\kappa(z-L)]}{\cosh(\kappa L)} \quad (3.38)$$

e

$$B^+(z) = \frac{i \sinh[\kappa(z-L)]}{\cosh(\kappa L)} \quad (3.39)$$

A Figura 3.1 mostra a evolução dos campos $A^+(z)$ e $B^+(z)$ ao longo de uma rede de Bragg para dois valores diferentes de amplitude da perturbação do índice de refração.

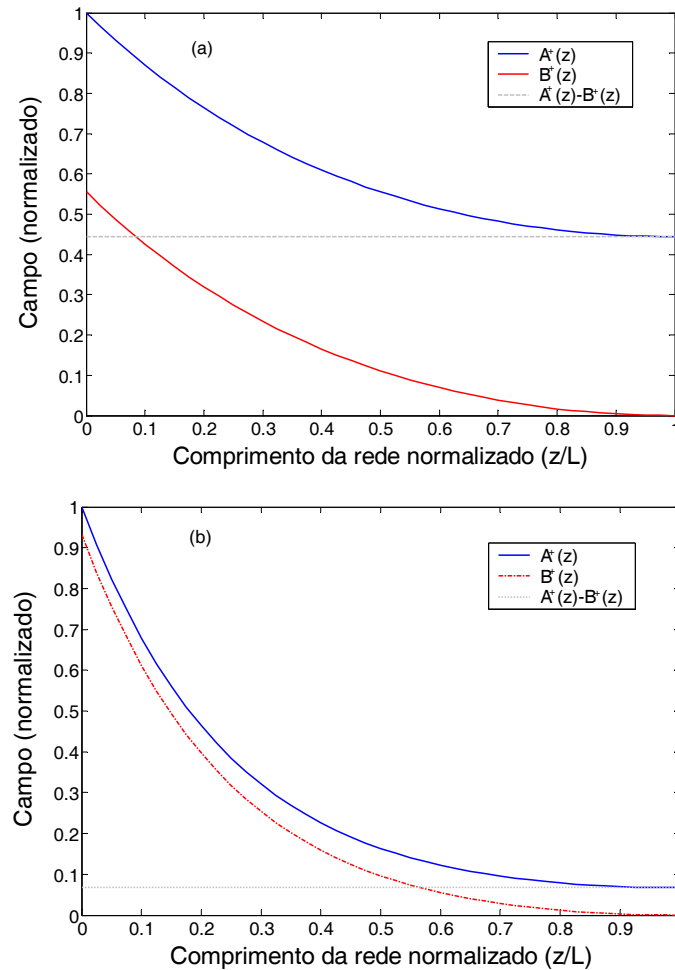


Figura 3.1 – Evolução, ao longo de uma rede de Bragg, dos campos propagante e contrapropagante e a respectiva diferença. Parâmetros utilizados: $L = 5\text{mm}$, $\Delta n = 1 \times 10^{-4}$ (a) e $\Delta n = 2 \times 10^{-4}$ (b)

A simulação foi efectuada para a condição de ressonância ($\hat{\sigma} = 0$). Para uma amplitude de modulação $\Delta n = 2 \times 10^{-4}$ verifica-se que quase toda a energia do modo propagante se transferiu para o modo contrapropagante. Com metade da amplitude de perturbação, o acoplamento entre modos é inferior, por isso observa-se que apenas $\approx 55\%$ da energia é transferida para o modo contrapropagante (Figura 3.1a).

O coeficiente de reflexão é calculado através do quociente entre os campos contrapropagante e propagante (equações (3.36) e (3.35) respectivamente), resultando

$$\rho = \frac{B^+(0)}{A^+(0)} = \frac{-\kappa \sinh(\varphi L)}{\hat{\sigma} \sinh(\varphi L) + i\varphi \cosh(\varphi L)} \quad (3.40)$$

Por outro lado, a reflectividade, R e a fase, ϕ_R , podem ser calculadas, respectivamente, por

$$R = |\rho|^2 = \frac{\sinh^2(\varphi L)}{\cosh^2(\varphi L) - \frac{\hat{\sigma}^2}{\kappa^2}} \quad (3.41)$$

e

$$\phi_R = \arctan \left[\frac{\text{Im}(\rho)}{\text{Re}(\rho)} \right] \quad (3.42)$$

O atraso de grupo induzido pela rede pode ser calculado a partir da fase. Para isso é necessário substituir a função ϕ_R com saltos de fase de 2π (devido à função \arctan), por uma outra equivalente com variação contínua de fase, ϕ_{RA} , designada por fase acumulada. Deste modo, o atraso de grupo induzido pela rede pode ser calculado a partir de

$$\begin{aligned}
\tau &= \frac{d\phi_{RA}}{d\omega} \\
&= -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\phi_{RA}}{d\lambda}
\end{aligned} \tag{3.43}$$

Por outro lado, o factor de dispersão, definido como a variação do atraso de grupo em função do comprimento de onda, é calculada a partir de

$$\begin{aligned}
D_{FBG} &= \frac{d\tau}{d\lambda} \\
&= \frac{2\tau}{\lambda} - \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d^2\phi_{RA}}{d\lambda^2} \\
&= -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2\phi_{RA}}{d\omega^2}
\end{aligned} \tag{3.44}$$

3.4 Simulação de redes de Bragg

3.4.1 Introdução

Uma rede de Bragg uniforme tem uma solução analítica que pode ser utilizada para calcular a respectiva característica espectral. Contudo, como foi referido anteriormente, a maioria das redes utilizadas em aplicações práticas não são uniformes. Nestas redes, não existe uma forma simples de obter uma solução analítica dado que a constante de acoplamento, $\kappa(z)$, e período, $\Lambda(z)$, são arbitrários. Como estas variáveis afectam colectivamente a função de transferência, não podem ser separadas. Se a rede for fraca, com uma reflectividade até $R \leq 40\%$, também é possível obter uma solução fechada, uma vez que existe uma relação directa entre a transformada de Fourier do factor de acoplamento e o coeficiente de reflexão [Kogelnik76].

Quando o coeficiente de acoplamento é suficientemente grande para que a aproximação da transformada de Fourier não seja válida, é necessário utilizar outras

técnicas para determinar as características espectrais de uma rede de Bragg não uniforme. O método mais directo é baseado na integração numérica das equações acopladas (3.31) e (3.32). No entanto, apesar deste método ser o mais directo e permitir a simulação da função de transferência de uma forma precisa, não é o mais rápido. Um dos métodos mais populares na determinação da função de transferência sem uma solução analítica, é o método de Rouard [Rouard37], inicialmente utilizado para a análise de guias de onda metálicos. Posteriormente, este método foi adaptado na análise de redes de difracção em guias de onda por Weller-Brophy e Hall em 1985 [Brophy85]. O princípio de funcionamento deste método baseia-se na segmentação do guia de onda em diversos filmes finos de espessura abaixo do comprimento de onda (geralmente utiliza-se metade do período). Posteriormente são aplicadas técnicas utilizadas nos filmes finos para calcular a amplitude e fase dos campos reflectido e transmitido entre cada secção dieléctrica. O método permite a obtenção de resultados bastante exactos [Brophy87], embora seja relativamente lento comparativamente com outros, uma vez que implica a multiplicação de um número bastante elevado de matrizes, da escala do número de períodos. Outro dos métodos mais populares e com uma abordagem aproximada ao do método de Rouard é o da matriz de transferência (matriz-T). Esta técnica, além de solucionar o problema do acoplamento entre modos numa rede não uniforme de forma elegante e directa, também permite obter resultados precisos de uma forma relativamente rápida. Por estes motivos, será este o método utilizado na maioria das simulações efectuadas. De seguida são explicadas três abordagens distintas na determinação da resposta espectral de uma rede de Bragg não uniforme: transformada de Fourier em redes fracas, integração numérica e matriz de transferência.

3.4.2 Determinação do espectro de redes fracas pela transformada de Fourier

Numa rede fraca, a influência desta numa onda propagante é bastante reduzida. No limite, quando $\kappa \rightarrow 0$, as equações diferenciais acopladas (3.31) e (3.32) tornam-se em equações de primeira ordem, com soluções $A^+(z) = A_0 e^{i\hat{\sigma}z}$ e $B^+(z) = B_0 e^{-i\hat{\sigma}z}$,

respectivamente. Utilizando como condições fronteira $A^+(0) = 1$ e $B^+(L) = 0$, as soluções anteriores ficam simplesmente: $A^+(z) = e^{i\hat{\sigma}z}$ e $B^+(z) = 0$. Substituindo estes dois últimos resultados em (3.32), integrando a equação diferencial de primeira ordem resultante e aplicando as condições fronteira $B^+(0) = \rho$ e $B^+(L) = 0$, fica

$$\rho = -\int_0^{\infty} i\kappa(z) e^{i\hat{\sigma}z} dz \quad (3.45)$$

Deste modo, verifica-se que o coeficiente de reflexão ρ pode ser determinado a partir da transformada de Fourier do factor de acoplamento κ . Na aproximação de Born de primeira ordem, as funções ρ e $-\kappa(z)$ formam um par de Fourier, ou seja

$$-i\kappa(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \rho e^{-i\hat{\sigma}z} d\hat{\sigma} \quad (3.46)$$

A expressão (3.46) permite obter o perfil de índice de refração a partir do espectro de reflexão de uma rede fraca. As relações de Fourier apresentadas são muito importantes, na medida em que permitem compreender, de forma intuitiva, o funcionamento das redes de Bragg. Embora esta análise apenas seja válida para redes fracas, pode ser sempre efectuada uma análise qualitativa nas redes fortes, com resultados bastante satisfatórios. Um dos exemplos desse tipo de análises é o estudo da apodização nas redes de Bragg que será efectuada com mais detalhe na secção 3.5.2. Recentemente, Parker *et al.* apresentaram alguns trabalhos alegando uma solução analítica para redes de Bragg com apodização, mas sem aperiodicidade e no regime de redes fortes [Parker01, Parker02a, Parker02b e Parker03]. A técnica utiliza correcções nas constantes de acoplamento e de desfasamento, aplicando, de seguida, técnicas de análise de Fourier. Contudo, apesar da melhoria substancial dos resultados, principalmente nos comprimentos de onda mais afastados da ressonância, onde a análise tradicional de Fourier falhava, esta técnica ainda não apresenta resultados completamente exactos, comparativamente com a integração numérica [Dionísio03].

3.4.3 Integração numérica pelo método Runge-Kutta

As equações diferenciais acopladas (3.31) e (3.32) podem ser transformadas numa única equação, diferenciando a função $\rho(z) = B^+(z) / A^+(z)$ em relação a z . Deste modo, obtém-se a equação diferencial de Ricatti:

$$\frac{d\rho(z)}{dz} = -2i\hat{\sigma}\rho - \kappa(z)\rho^2 + \kappa^*(z) \quad (3.47)$$

Os espectros de reflexão das redes de Bragg podem ser calculados por integração numérica desta equação, utilizando o método de Runge-Kutta de 4ª ordem. Para isso, aplica-se a condição fronteira $\rho(L) = 0$ e aplica-se a metodologia de Runge-Kutta desde $z = L$ até $z = 0$. O coeficiente de reflexão é depois calculado por $\rho = \rho(0)$. Apesar deste método ser simples, o número de passos da rotina de Runge-Kutta tem que ser suficientemente elevado para garantir a convergência. Por este motivo, em alguns casos, o método pode tornar-se excessivamente lento, especialmente quando comparado com o método seguinte para a obtenção do espectro de reflexão de redes de Bragg.

3.4.4 Método da matriz de transferência

O método da matriz de transferência [Yamada87] é uma forma elegante de determinar a função de transferência de uma rede não uniforme. As linhas condutoras deste método assentam na divisão da rede de Bragg em secções longitudinais suficientemente pequenas para que cada secção possa ser considerada uma rede de Bragg uniforme. Deste modo, é possível determinar uma função de transferência para cada uma das secções uniformes, recorrendo à teoria dos modos acoplados. A função de transferência final é determinada recorrendo ao método matricial para calcular o produto de todas as funções de transferências. Consideremos, então, uma secção k de comprimento L_k , de uma rede de Bragg não uniforme dividida em M secções consideradas uniformes, conforme ilustrada na Figura 3.2.

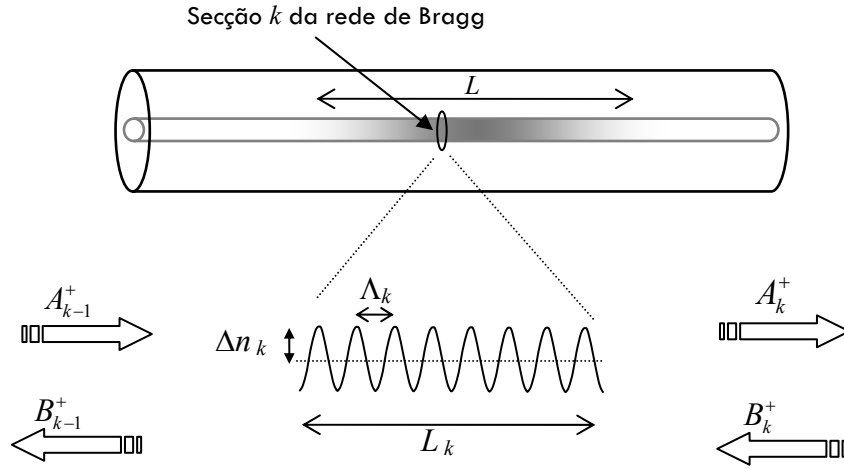


Figura 3.2 – Secção de uma rede de Bragg utilizada na teoria matricial como um dispositivo com duas entradas e duas saídas.

Utilizando a teoria dos modos acoplados, cada uma destas secções pode ser considerada como um dispositivo de quatro portas, com duas entradas, A_{k-1}^+ e B_{k-1}^+ , e duas saídas, B_k^+ e A_k^+ . A propagação dos campos através de cada secção uniforme k para uma outra secção contígua de ordem $(k-1)$ pode ser definida a partir da teoria matricial como

$$\begin{bmatrix} A_{k-1}^+ \\ B_{k-1}^+ \end{bmatrix} = \mathbf{T}_k \begin{bmatrix} A_k^+ \\ B_k^+ \end{bmatrix} \quad (3.48)$$

onde \mathbf{T}_k é a função de transferência da rede correspondendo à secção k . A equação (3.48) pode ser escrita em função das condições fronteira, considerando que não há absorção nem ganho, ou seja

$$\begin{bmatrix} 1 \\ B_{k-1}^+ \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A^+(L_k) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.49)$$

Os elementos da matriz \mathbf{T}_k são calculados a partir das soluções da teoria dos modos acoplados para uma rede uniforme e são

$$\begin{aligned}
T_{11} &= \cosh(\varphi L_k) - i \frac{\hat{\sigma}}{\varphi} \sinh(\varphi L_k) \\
T_{12} &= -i \frac{\kappa}{\varphi} \sinh(\varphi L_k) \\
T_{21} &= T_{12}^* \\
T_{22} &= T_{11}^*
\end{aligned} \tag{3.50}$$

Onde os coeficientes φ , κ , e $\hat{\sigma}$ foram definidos anteriormente, referindo-se, agora, aos parâmetros locais da rede uniforme de comprimento L_k . Conhecidas todas as funções de transferência das M secções, a função de transferência de toda a rede, \mathbf{T} , é facilmente calculada a partir da multiplicação das matrizes individuais \mathbf{T}_k :

$$\mathbf{T} = \prod_{k=1}^M \mathbf{T}_k \tag{3.51}$$

Deste modo, temos

$$\begin{bmatrix} A^+(0) \\ B^+(0) \end{bmatrix} = \mathbf{T} \begin{bmatrix} A^+(L) \\ B^+(L) \end{bmatrix} \tag{3.52}$$

Finalmente, os coeficientes de reflexão, R , e de transmissão, T^r , da rede, podem ser calculados utilizando as condições de fronteira anteriores em (3.52):

$$R = \left| \frac{\mathbf{T}_{21}}{\mathbf{T}_{11}} \right|^2 \tag{3.53}$$

e

$$T^r = \left| \frac{1}{\mathbf{T}_{11}} \right|^2 \tag{3.54}$$

As equações (3.49) a (3.54) permitem simular, por método matricial, redes de Bragg com qualquer tipo de apodização e aperiodicidade. Caso se pretenda simular redes de Bragg em que haja saltos de fase, como nas redes com deslocamento de fase ou

nas redes amostradas, utiliza-se uma matriz F entre as duas secções da rede onde ocorre o salto de fase. A matriz F é dada por

$$F = \begin{bmatrix} e^{\frac{-i\phi_f}{2}} & 0 \\ 0 & e^{\frac{i\phi_f}{2}} \end{bmatrix} \quad (3.55)$$

onde ϕ_f é o salto de fase correspondente. Quando o salto de fase resulta duma zona da fibra sem exposição, de comprimento Δz_f , como nas redes amostradas, ou nas cavidades Fabry-Perot, ϕ_f pode ser calculado por

$$\phi_f = \frac{4\pi n_{eff} \Delta z_f}{\lambda} \quad (3.56)$$

3.4.4.1 Condições gerais de utilização do método da matriz de transferência

Quando se pretende simular redes não uniformes, recorrendo ao método da matriz de transferência, é necessário ter em atenção alguns critérios:

- i.) As secções têm que ser suficientemente pequenas comparativamente com as variações do valor médio do índice ou do período, para que a aproximação a uma rede uniforme seja válida. Por outro lado, a aproximação a uma rede uniforme exige que $L_k \gg \Lambda$, pelo que, as dimensões de cada secção também não podem ser demasiado pequenas. Deverá, por isso, ser feito um compromisso entre estas duas restrições. Em caso de dúvida, começa-se por simular um número baixo de secções e incrementa-se sucessivamente esse valor até que a resposta espectral se mantenha constante.
- ii.) Cada secção k deverá ter um comprimento $L_k = N_k \Lambda$, onde N_k é um número natural. Esta condição permite que a transição entre secções contíguas seja feita de forma suave sem a ocorrência de saltos de fase indesejados.

- iii.) Deverá haver algum cuidado no dimensionamento das secções para que as variações de κ entre cada secção sejam suaves. Caso contrário, poderá ocorrer um efeito de superestrutura, originando réplicas do pico de reflexão em outros comprimentos de onda

A Figura 3.3 exemplifica algumas destas condições, com diferentes espectros de reflexão de uma rede de Bragg com apodização gaussiana, correspondendo a diferente número de secções.

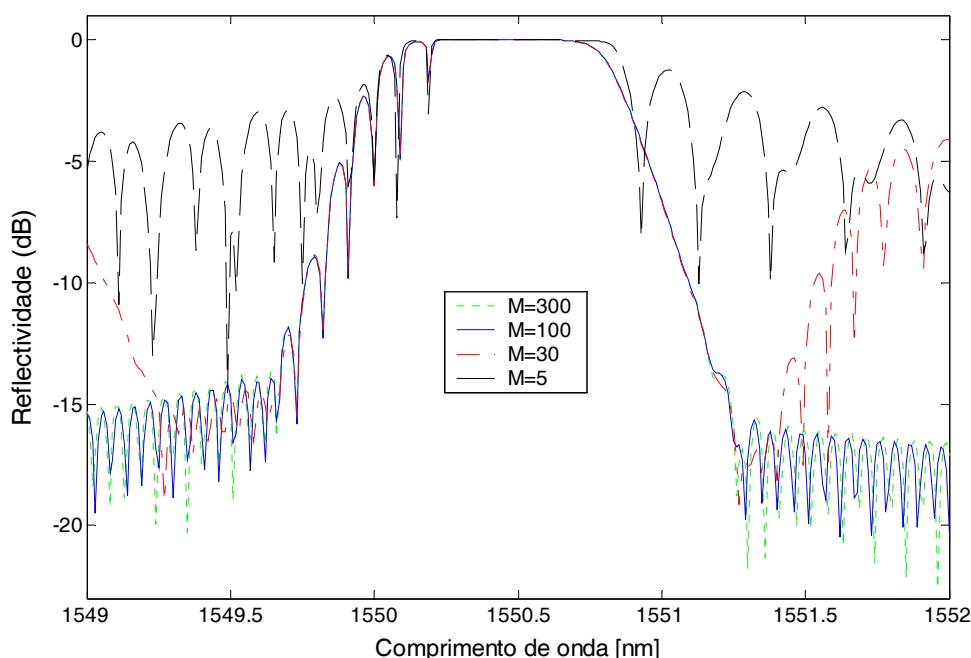


Figura 3.3 – Espectro de reflexão de uma rede de Bragg com apodização gaussiana simulado pelo método da matriz de transferência para diferente número de secções. Parâmetros: $L=15\text{mm}$, $\Delta n=5 \times 10^{-4}$

O gráfico foi obtido por simulação, recorrendo ao método da matriz de transferência, implementado na plataforma de cálculo matricial MatLab®. Verifica-se que entre 300 e 100 secções, quase não há diferença significativa no espectro de reflexão. Quando o número de secções é reduzido para 30, verifica-se que o espectro na banda de reflexão é praticamente idêntico ao observado com mais secções, ou seja, a condição i.) de aproximação de cada secção a uma rede uniforme é válida. Contudo, nos lóbulos laterais, observa-se o efeito de superestrutura previsto na condição iii.) anterior, com réplicas de cada lado da banda de reflexão. Este

efeito é mais evidente em redes com apodização, como é o caso, devido à variação rápida do índice de refração. Como o número de secções é pequeno, ocorrem saltos bruscos no factor de acoplamento, originando a superestrutura. Quando o número de secções baixa para 5, além do efeito descrito em iii.), ocorre o efeito previsto em i.), ou seja, a aproximação de cada secção a uma rede uniforme deixa de ser válida.

Exceptuando alguns casos pontuais, a maioria dos gráficos seguintes desta tese, correspondentes a simulações de redes de Bragg, serão simulados com o método da matriz de transferência com $M=500$.

3.5 Propriedades espectrais das redes de Bragg

Nesta secção serão estudadas as propriedades espectrais das redes de Bragg e a relação destas com as propriedades espaciais. Começaremos por descrever em pormenor as propriedades das redes uniformes, tais como a reflectividade, fase, a largura de banda ou o modo como o campo se propaga dentro destas redes. Muito do estudo descrito para as redes uniformes poderá ser extrapolado para os outros tipos de redes descritas nas subsecções seguintes.

3.5.1 Redes Uniformes

O estudo das propriedades espectrais das redes uniformes poderá ser iniciado através da análise das equações (3.41) e (3.42). Nestas equações convém destacar alguns pormenores relativos ao factor φ . Este pode tomar valores reais quando $|\kappa| > |\hat{\sigma}|$, imaginários quando $|\kappa| < |\hat{\sigma}|$ e pode ser nulo quando $|\kappa| = |\hat{\sigma}|$. Deste modo, o módulo do coeficiente de reflexão e a fase podem ser calculados directamente por

$$|\rho| = -\frac{\kappa}{\hat{\sigma}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\hat{\phi}}{\hat{\sigma} \tan(\hat{\phi}L)} \right)^2}} \quad (3.57)$$

$$\phi_R = -\arctan\left(\frac{\hat{\varphi}}{\hat{\sigma} \tan(\hat{\varphi}L)}\right) \quad (3.58)$$

para φ imaginário, onde $\hat{\varphi} = \sqrt{\hat{\sigma}^2 - \kappa^2}$,

$$|\rho| = -\frac{\kappa}{\hat{\sigma}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\hat{\sigma}L}\right)^2}} \quad (3.59)$$

$$\phi_R = -\arctan\left(\frac{1}{\hat{\sigma}L}\right) \quad (3.60)$$

para $\varphi = 0$ e

$$|\rho| = -\frac{\kappa}{\hat{\sigma}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\varphi}{\hat{\sigma} \tanh(\varphi L)}\right)^2}} \quad (3.61)$$

$$\phi_R = -\arctan\left(\frac{\varphi}{\hat{\sigma} \tanh(\varphi L)}\right) \quad (3.62)$$

para φ real.

Pela análise das equações (3.57) a (3.62), verificam-se dois comportamentos distintos da resposta da rede de Bragg uniforme: exponencial quando $|\kappa| > |\hat{\sigma}|$ (φ é real) e oscilatória com saltos de fase, devido ao operador trigonométrico *tangente*, quando $|\kappa| < |\hat{\sigma}|$ (φ é imaginário). Como φ é real para comprimentos de onda próximos de λ_{Bragg} , a reflectividade da rede tem um comportamento exponencial na banda de maior reflexão. Esta banda de comprimentos de onda é, muitas vezes, designada por banda proibida, por analogia com a teoria cristalina e de semicondutores. Pelo contrário, quando o desvio à ressonância é grande, o comportamento da rede torna-se oscilatório. A fronteira entre estes dois comportamentos ocorre para $\varphi = 0$, ou seja, para os comprimentos de onda

$$\lambda_{front} = \lambda_{Bragg} \pm \Lambda \sqrt{\delta n_{eff}} \quad (3.63)$$

A Figura 3.4 mostra a simulação, a reflectividade e a fase de uma rede de Bragg uniforme em função do desvio do comprimento de onda em relação à ressonância, $\Delta\lambda$, calculados através de (3.41) e (3.42).

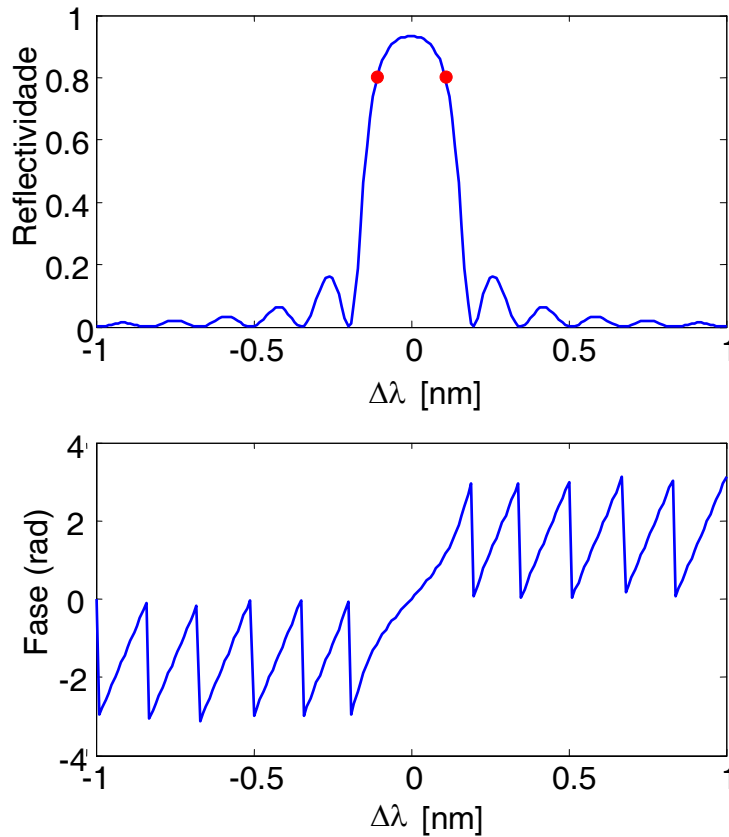


Figura 3.4 – Reflectividade e fase em função do desvio ao comprimento de onda de Bragg ($\Delta\lambda$) para uma rede de Bragg uniforme com $L = 5 \text{ mm}$ e $\Delta n = 2 \times 10^{-4}$.

Os dois círculos indicam as fronteiras da banda de reflexão onde os respectivos comprimentos de onda foram calculados a partir de (3.63). Em ambos os gráficos, é bem visível a diferença de regimes imposta pela \tanh no regime exponencial e pela \tan no regime oscilatório. A diferença de comprimentos de onda entre as fronteiras dos dois tipos de regime, $\Delta\lambda_{front}$, é algumas vezes utilizada como uma boa aproximação para a largura de banda da rede, atendendo a que a largura de

banda a meia altura não pode ser estabelecida de uma forma exacta. Assim, de (3.63) resulta

$$\Delta\lambda_{front} = 2\Lambda\sqrt{\delta n_{eff}} \quad (3.64)$$

Outra forma de definir analiticamente a largura de banda de uma rede uniforme é através da separação entre os primeiros zeros de cada lado da rede no espectro de reflexão desta. Estes são calculados determinando em que condições é que o numerador da equação (3.41) é nulo, ou seja, quando $\varphi L = iM_n\pi$ ($M_n=1,2,3,\dots$). Com esta condição, facilmente se chega à seguinte expressão

$$\Delta\lambda = \frac{2\Lambda\lambda_{Bragg}}{L\pi} \sqrt{(\kappa L)^2 + (M_n\pi)^2} \quad (3.65)$$

para a largura de banda estimada a partir dos mínimos de reflexão. De forma análoga, a posição dos máximos de reflexão dos lóbulos laterais pode ser calculada a partir de

$$\lambda_{maximo} = \lambda_{Bragg} \pm \frac{2\lambda_{Bragg}\Lambda}{L\pi} \sqrt{(\kappa L)^2 + \left[\left(M_n + \frac{1}{2}\right)\pi\right]^2} \quad (3.66)$$

A largura de banda entre os primeiros mínimos ($\Delta\lambda_{minimo}$) pode ser calculada utilizando $M_n = 1$ na equação (3.65),

$$\Delta\lambda_{minimo} = \frac{2\Lambda\lambda_{Bragg}}{L\pi} \sqrt{(\kappa L)^2 + \pi^2} \quad (3.67)$$

Analisando a equação (3.67), verifica-se que, se o factor $(\kappa L)^2 \ll \pi^2$, a largura de banda pode ser calculada por uma função inversamente proporcional a L e independente do factor de acoplamento κ

$$\Delta\lambda_{\text{minimo}} \approx \frac{\lambda_{\text{Bragg}}^2}{Ln_{\text{eff}}} \quad (3.68)$$

Neste caso, considera-se que estamos perante uma rede “fraca”. Pelo contrário, quando $(\kappa L)^2 \gg \pi^2$, considera-se que a rede é “forte”, dado que a largura de banda não depende do comprimento e é proporcional ao coeficiente de acoplamento κ :

$$\Delta\lambda_{\text{minimo}} \approx \frac{\lambda_{\text{Bragg}}^2 \kappa}{\pi n_{\text{eff}}} \quad (3.69)$$

A dependência da largura de banda com a amplitude de modulação do índice (directamente proporcional a κ) e com o comprimento, pode ser visualizada na Figura 3.5.

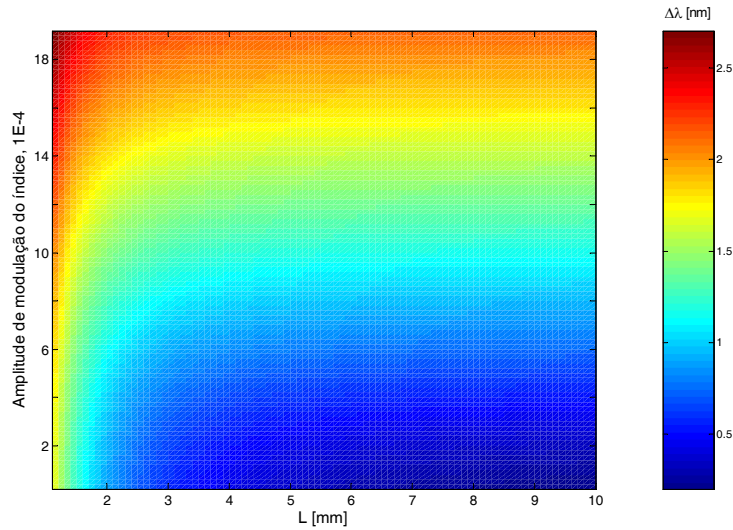


Figura 3.5 – Dependência da largura de banda com a amplitude de modulação do índice e com o comprimento da rede ($\lambda_{\text{Bragg}}=1550$ nm).

É possível observar o comportamento assintótico da largura de banda em função do comprimento, principalmente quando as redes são fortes. A independência da largura de banda em relação ao comprimento da rede, para as redes fortes, advém do factor de acoplamento elevado entre o modo propagante e contrapropagante. Ou seja, o campo propagante na condição de ressonância não chega a atingir o fim da

rede, uma vez que a energia é totalmente transferida para o modo guiado contrapropagante. A Figura 3.6 ilustra precisamente isso, onde se verifica que o campo propagante apenas atinge 50 % da rede. Este resultado pode ser comparado com o da Figura 3.1 que mostra o campo propagante e contrapropagante numa rede fraca.

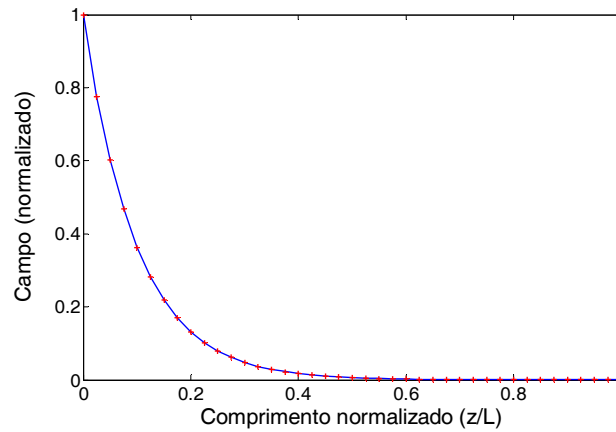


Figura 3.6 – Campo propagante (linha) e contrapropagante (pontos) numa rede de Bragg uniforme “forte” com $L = 5 \text{ mm}$ e $\Delta n = 2 \times 10^{-4}$.

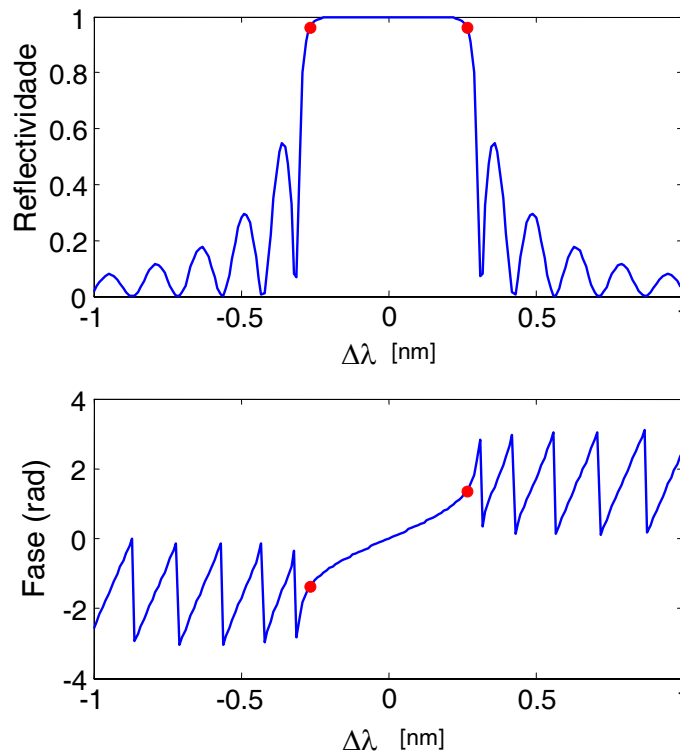


Figura 3.7 – Reflectividade e fase de uma rede uniforme “forte”, com $L = 5 \text{ mm}$ e $\Delta n = 5 \times 10^{-4}$

A saturação nas redes fortes também se observa na forma do pico de reflexão, que se torna mais quadrado. Deste modo, a largura de banda das redes fortes é aproximadamente a mesma, independentemente de ser medida entre os primeiros mínimos, nas fronteiras da banda de reflexão ou a meia altura. A Figura 3.7 ilustra a reflectividade e a fase de uma rede uniforme forte, onde as fronteiras da banda de reflexão são indicadas com círculos. Nota-se que nos comprimentos de onda da banda de reflexão a reflectividade é praticamente máxima e com um perfil plano.

O efeito do factor κL também se pode analisar a nível da reflectividade máxima, R_{max} , das redes de Bragg uniformes, para que se possa prever em que condições a rede satura. Esta pode ser calculada a partir de (3.41) e é dada por

$$R_{max} = \tanh^2(\kappa L) \quad (3.70)$$

A Figura 3.8 ilustra a dependência de R_{max} com κL . Observa-se um crescimento rápido da reflectividade para valores de κL inferiores a 1.5, enquanto que, para valores superiores, a rede começa a saturar, atingindo quase a saturação total a partir de $\kappa L = 3$, onde a reflectividade é superior a 99%.

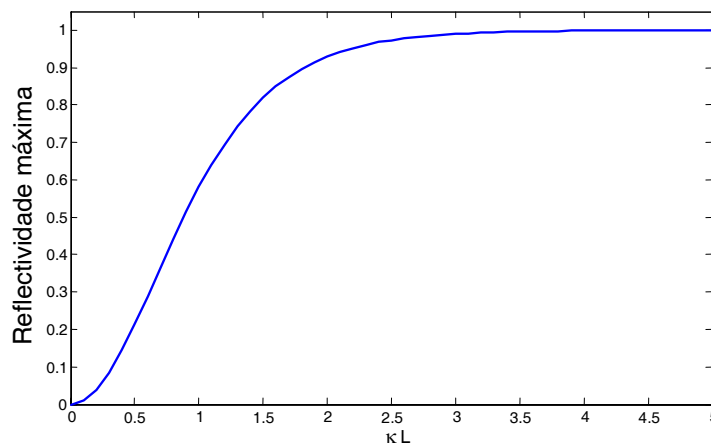


Figura 3.8 – Reflectividade máxima de uma rede de Bragg uniforme em função de κL

3.5.2 Redes apodizadas

Como foi referido anteriormente, a apodização pode ser utilizada para reduzir os lóbulos laterais das redes uniformes. O processo poderá ser melhor entendido se recorrermos às técnicas de análise de Fourier relatadas anteriormente. Na secção 3.4.2 foi descrita a possibilidade de se obter o espectro de reflexão a partir da transformada de Fourier da modulação espacial do índice de refração. De uma forma estrita, o formalismo funciona correctamente apenas para redes fracas, contudo o princípio da conversão espaço-frequência pode continuar a ser utilizado na análise e desenho dos outros tipos de redes. Assim, a transformada de Fourier de uma função sinusoidal com janela rectangular, que é o caso de uma rede uniforme que inicia e termina de forma abrupta, é a função seno cardinal (*sinc*). Isso explica os lóbulos laterais do espectro de reflexão, característicos da função. A supressão dos lóbulos laterais pode ser efectuada recorrendo a janelas com início e fim mais suaves. Por exemplo, se a janela for gaussiana, a transformada de Fourier é também uma função gaussiana, sem lóbulos laterais. Estas técnicas podem ser importadas directamente de métodos de processamento de sinal que também utilizam este tipo de recurso.

O processo mais simples de gravar uma rede com apodização consiste em controlar o tempo de exposição em cada zona da rede. Deste modo, controla-se a amplitude de modulação ao longo da rede. Contudo, este método não compensa a variação do valor médio do índice de refração. Como resultado, a condição de Bragg também varia ao longo da rede, originando uma cavidade Fabry-Perot distribuída [Mizrahi93]. Para evitar este efeito, o valor médio do índice de refração deverá ser mantido constante ao longo da rede (redes com compensação DC). Neste caso, a apodização é efectuada através da variação da visibilidade das franjas.

O efeito da apodização nos campos propagantes e contrapropagantes numa rede de Bragg com apodização gaussiana com compensação DC é bem visível na Figura 3.9. Nota-se que as variações nos campos são mais suaves, devido à variação gradual da constante de acoplamento. Por outro lado, o valor máximo do campo

contrapropagante é quase metade em comparação com uma rede uniforme. Isso tem efeito imediato no valor máximo da reflectividade das duas situações.

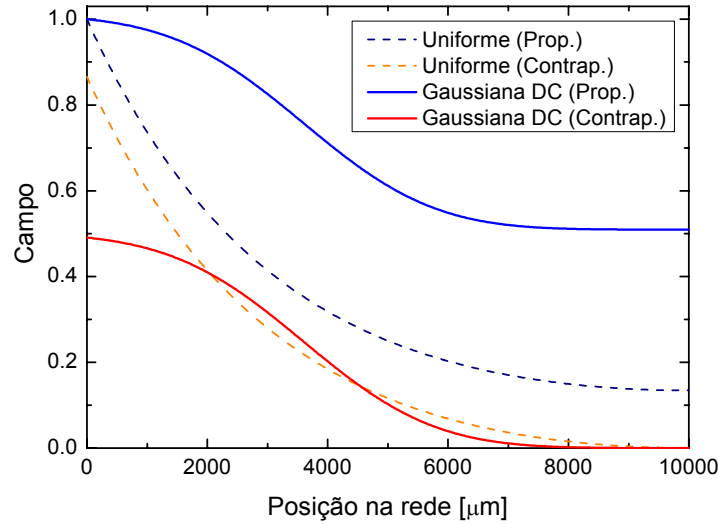


Figura 3.9 – Campos propagante e contrapropagante, na condição de ressonância, para uma rede uniforme e para uma rede com apodização gaussiana com compensação DC.

A Figura 3.10 compara a reflectividade de uma rede uniforme com outras redes com os mesmos parâmetros, mas com apodizações diferentes.

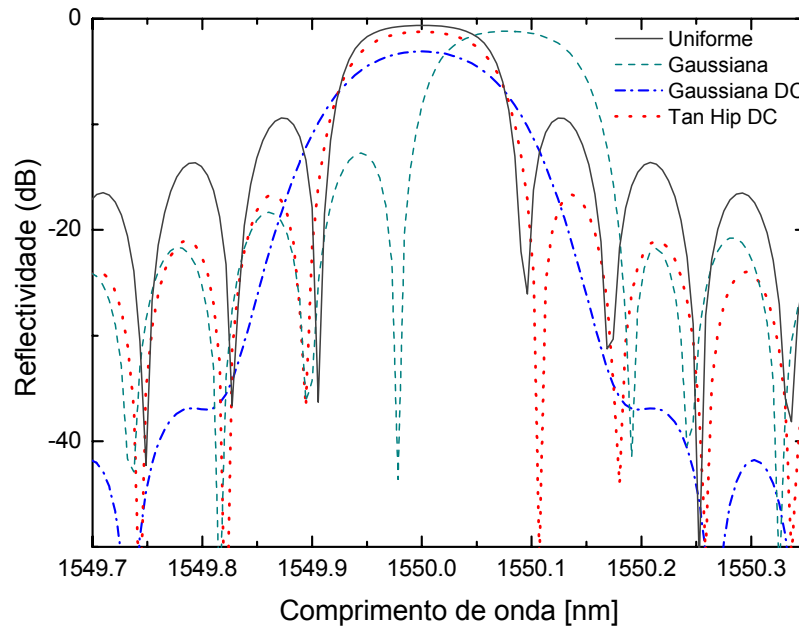


Figura 3.10 – Reflectividade de uma rede de Bragg com diferentes perfis de apodização: uniforme, gaussiana, gaussiana com compensação DC e tangente hiperbólica. Parâmetros de simulação: $L=10$ mm, $\Delta n = 1 \times 10^{-4}$ e $M=500$.

Comprova-se que as redes com apodização têm uma reflectividade máxima inferior às redes uniformes, devido ao menor coeficiente de acoplamento médio ao longo de z . Também se verifica que, nos exemplos apresentados, a apodização gaussiana com compensação DC é a que apresenta melhor supressão dos lóbulos laterais, mesmo em relação à apodização gaussiana sem compensação DC.

O respectivo atraso de grupo das redes ilustradas anteriormente é mostrado na Figura 3.11.

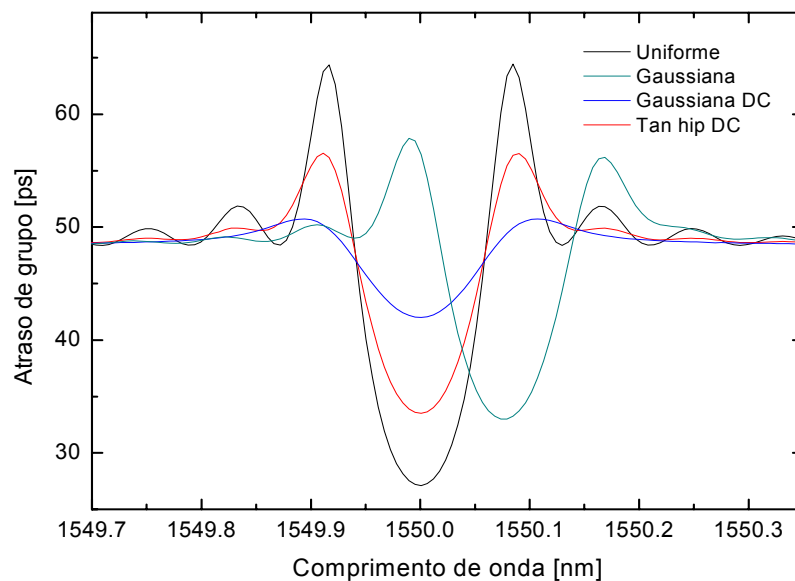


Figura 3.11 – Atraso de grupo das redes de Bragg ilustradas na Figura 3.10.

Como seria de esperar, o atraso de grupo também sofre alterações em função do tipo de apodização da rede. Os picos de atraso, coincidentes com os nulos do espectro de reflexão, aparecem devido ao efeito de cavidade Fabry-Perot das extremidades da rede. Os nulos no espectro de reflexão são equivalentes a ressonâncias da cavidade, originando múltiplas reflexões dentro da rede resultando num atraso de grupo maior. Este efeito, como seria de esperar, é mais evidente na rede uniforme e menor na rede com apodização DC.

Note-se que o controlo dos lóbulos laterais origina alterações noutros parâmetros da rede, tais como a dispersão ou a largura de banda (Figura 3.12). Deste modo, é

necessário ter algum cuidado no desenho do perfil de apodização de uma rede de Bragg.

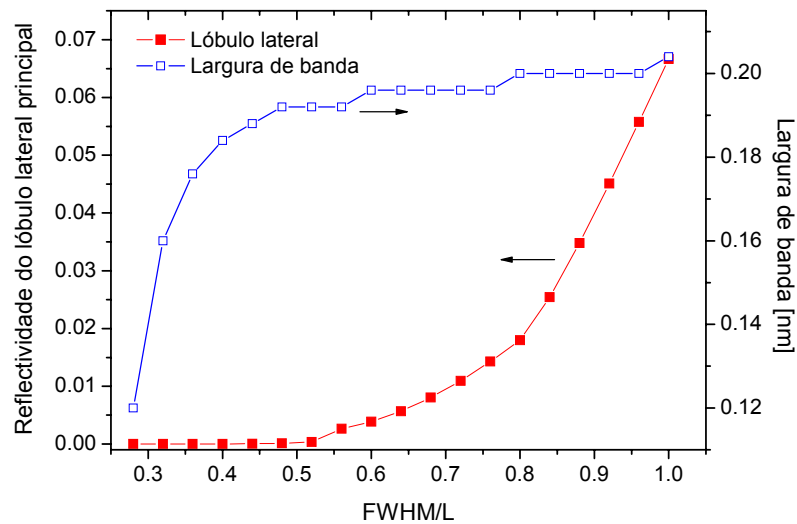


Figura 3.12 – Largura de banda e reflectividade dos lóbulos principais em função do parâmetro FWHM de uma rede com apodização gaussiana de 2ª ordem. Parâmetros de simulação: $L=10$ mm, $\Delta n = 2 \times 10^{-4}$ e $M=300$.

Além da redução dos lóbulos laterais, a apodização pode ser utilizada para a obtenção de outro tipo de respostas espectrais. Por exemplo, uma apodização com perfil de seno cardinal pode ser utilizada para a obtenção de filtros com um perfil quase rectangular [Storoy97] tal como o mostrado na Figura 3.13. Isso pode ser confirmado pela transformada de Fourier dessa função, que resulta numa função com perfil rectangular.

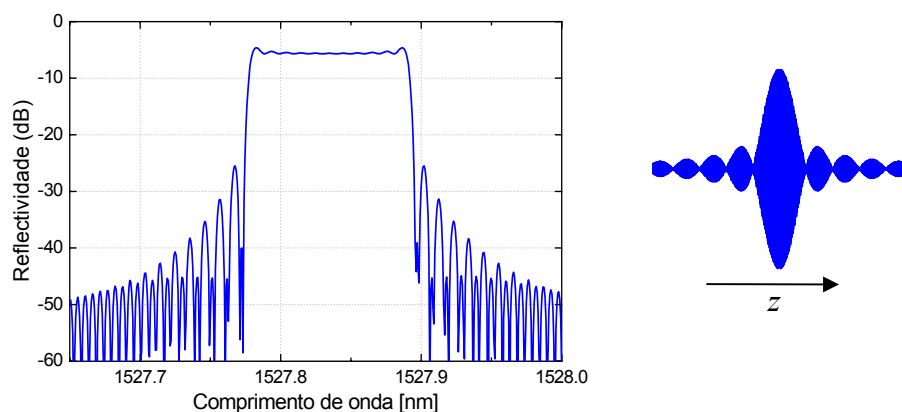


Figura 3.13 – Reflectividade de uma rede de Bragg (à esquerda) com perfil de apodização de seno cardinal (à direita).

3.5.3 Redes aperiódicas

3.5.3.1 Redes de período variável

O atraso de grupo dependente do comprimento de onda das redes aperiódicas pode ser utilizado para diversos fins, entre os quais a compensação da dispersão. A Figura 3.14 mostra a reflectividade de uma rede de Bragg aperiódica, sem apodização, em que o coeficiente de aperiodicidade linear da equação (2.25) é $\Lambda_1 = 0.8 \text{ nm/cm}$.

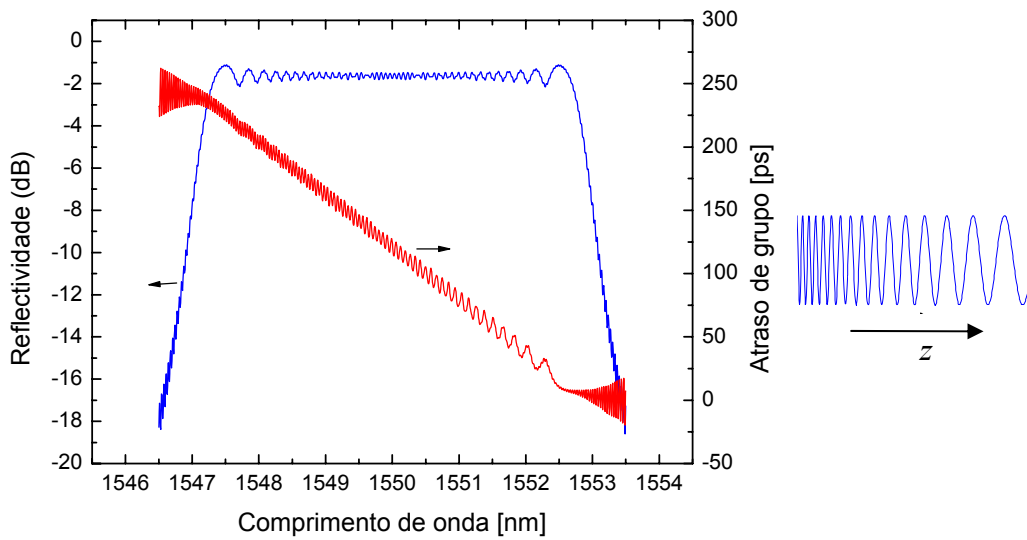


Figura 3.14 – Espectro de reflexão e atraso de grupo de uma rede de Bragg aperiódica sem apodização.

$L = 25 \text{ mm}$, $\Lambda_1 = 0.8 \text{ nm/cm}$, $\Delta n = 6 \times 10^{-4}$ e $M = 801$.

Como seria de esperar, sendo a aperiodicidade linear, o atraso de grupo também apresenta um comportamento linear. A simulação foi efectuada considerando que a entrada da rede apresenta o período maior, pelo que o declive é negativo. Uma aproximação para o atraso de grupo máximo induzido pela rede, τ_{max} , pode ser facilmente calculada a partir dos parâmetros físicos da rede. Considerando que o atraso de grupo mínimo é zero, τ_{max} é o tempo que o campo demora a percorrer a rede até ao fim e voltar ao início ($2L$). Assim, temos

$$\tau_{max} \approx \frac{2Ln_{eff}}{c} \quad (3.71)$$

No caso da rede da Figura 3.14, obtém-se $\tau_{max} \approx 242$ ps que está de acordo com o valor medido graficamente. Analisando novamente o gráfico da Figura 3.14, verifica-se que o comportamento linear do atraso de grupo é acompanhado de uma componente oscilatória. Essa oscilação tem uma frequência maior para menores comprimentos de onda. A causa deste efeito pode ser melhor compreendida se compararmos o atraso de grupo induzido com os mesmos parâmetros de simulação, mas com a entrada na rede a ser efectuada em extremos diferentes (Figura 3.15). Verifica-se que, para os comprimentos de onda correspondentes aos que são reflectidos na entrada da rede (menor atraso), a frequência da oscilação é menor. Por outro lado, os comprimentos de onda reflectidos no final da rede (maior atraso) apresentam uma frequência de oscilação maior.

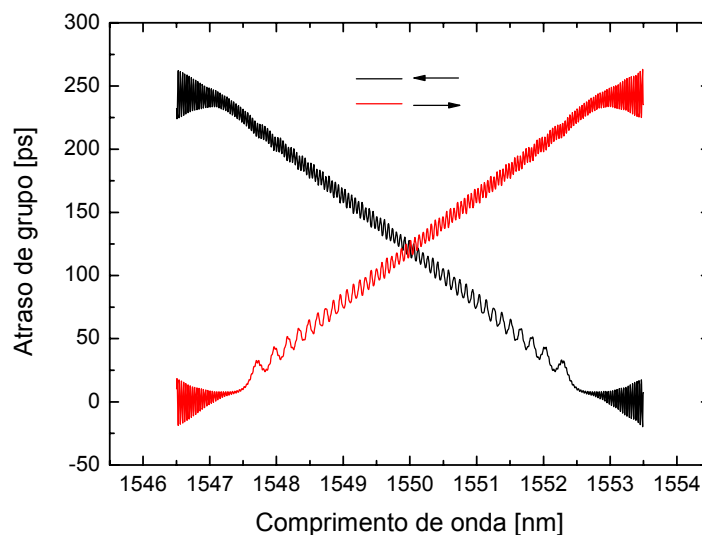


Figura 3.15 – Comparação entre o atraso de grupo de uma rede aperiódica com a entrada a ser efectuada no extremo com maior período (preto) e com a entrada a ser efectuada no extremo com menor período (vermelho).

A variação da frequência da oscilação resulta da interferência entre duas reflexões distintas: por um lado, a reflexão na fronteira da rede devido à ausência de apodização tendo uma largura de banda elevada; por outro, a reflexão distribuída ao longo da rede e que é dependente do comprimento de onda. Como foi visto anteriormente, se uma rede for forte, nos comprimentos de onda da banda proibida não ocorrem reflexões na extremidade oposta à de entrada. Deste modo, a posição na rede onde ocorre a reflexão depende do comprimento de onda, originando

múltiplas cavidades Fabry-Perot distribuídas ao longo da rede e dependentes do comprimento de onda. Para que o conceito se torne mais claro tomemos o seguinte exemplo: suponhamos a rede descrita anteriormente em que a entrada é efectuada na extremidade correspondente aos comprimentos de onda maiores. Neste caso, uma porção da potência nesses comprimentos de onda é reflectida na fronteira da rede, devido à ausência de apodização. Como a rede é forte, a porção da potência que não foi reflectida na fronteira, é reflectida totalmente na parte inicial da rede, devido à condição de Bragg. Estas duas reflexões interferem originando oscilações com uma *FSR* que depende da distância entre a entrada na rede e a posição desta onde a luz foi reflectida. No caso dos comprimentos de onda menores, a reflexão ocorre em zonas mais profundas da rede interferindo com a reflexão que também ocorreu na fronteira de entrada desta. Neste caso, como a distância é maior, a frequência de oscilação é maior. Se a entrada do sinal fosse efectuada no lado oposto da rede, ocorreria exactamente o inverso, ou seja, os comprimentos de onda menores uma frequência de oscilação menor.

A Figura 3.16 mostra a variação da amplitude do campo propagante para dois comprimentos de onda: um baixo (1548.5 nm) e outro elevado (1551.5 nm), relativamente ao comprimento de onda central.

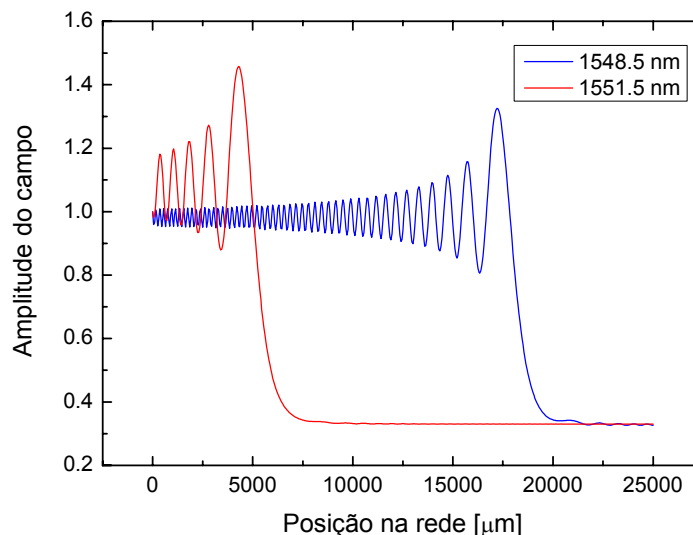


Figura 3.16 – Propagação do campo transmitido ao longo da rede, para dois comprimentos de onda distintos.

Conforme se pode comprovar pela análise do gráfico, um comprimento de onda mais elevado (1551.5 nm) é reflectido em zonas mais próximas da entrada. Assim, é originada uma cavidade Fabry-Perot com ≈ 5 mm de comprimento. Para comprimentos de onda menores (1548.5 nm), a cavidade Fabry-Perot formada tem um comprimento ≈ 19 mm, pelo que as oscilações do atraso de grupo em função do comprimento de onda apresentam uma frequência maior. A única forma de minimizar as oscilações consiste na redução da interferência entre as duas reflexões, ou seja, é necessário eliminar a interferência ocorrida na fronteira de entrada da rede. Como vimos na secção anterior, isso é possível recorrendo à apodização.

A Figura 3.17 mostra a simulação de uma rede de Bragg com diferentes aperiodicidades lineares e com uma apodização gaussiana de 4ª ordem.

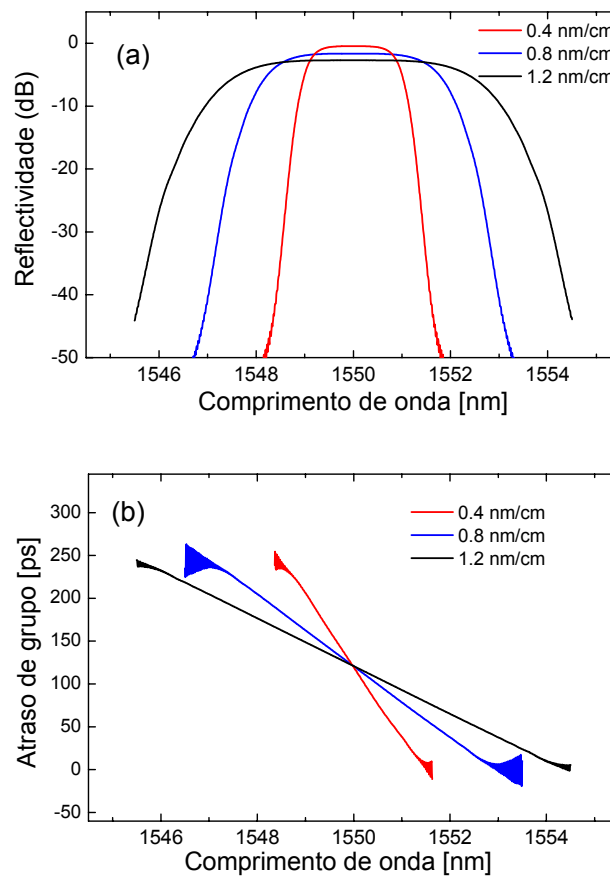


Figura 3.17 – Reflectividade de três redes de Bragg, com três aperiodicidades lineares diferentes, com apodização gaussiana de 4ª ordem (a) e respectivos atrasos de grupo (b). Parâmetros da simulação: $L = 25$ mm, $\Delta n = 6 \times 10^{-4}$ e $M = 801$.

É notória a eliminação das oscilações no atraso de grupo e na reflectividade. De uma forma geral, sempre que se pretenda compensar a dispersão com uma rede aperiódica, é necessário apodizar a rede. Analisando a Figura 3.17, também é possível observar que à medida que a Δ_1 aumenta, a largura de banda também aumenta, enquanto que a reflectividade máxima diminui, uma vez que são reflectidos mais comprimentos de onda no mesmo comprimento de rede. Note-se também que, uma vez que a condição de ressonância para cada comprimento de onda ocorre apenas em determinadas zonas da rede, para que uma rede de Bragg aperiódica possua a mesma reflectividade de uma rede de Bragg uniforme, Δn tem que ser superior. Na verdade, quanto maior for a aperiodicidade, maior terá que ser Δn . Este é um factor importante a ter em conta na altura de gravar redes de Bragg aperiódicas. Verifica-se também que a uma maior aperiodicidade corresponde um menor declive na recta do atraso de grupo. Isso advém directamente do facto de τ_{max} se manter constante, enquanto que a largura de banda aumenta com o incremento do declive.

3.5.3.2 Redes aperiódicas por variação do índice de refração

Também é possível induzir o mesmo efeito da variação do período, variando o valor médio do índice de refração e mantendo o período constante. Essa é uma técnica que poderá ser utilizada quando não há meios técnicos para gravar uma rede com período variável. A Figura 3.18 demonstra isso mesmo, com a simulação de uma rede com variação linear do valor médio do índice de refração. Nessa simulação utilizou-se uma apodização gaussiana para reduzir as oscilações no atraso de grupo. Como foi referido anteriormente, esta técnica apesar de aparentemente ser mais fácil de implementar, para que sejam produzidas redes com qualidade é necessário ter em conta a dependência não linear da variação do índice de refração com o tempo de exposição.

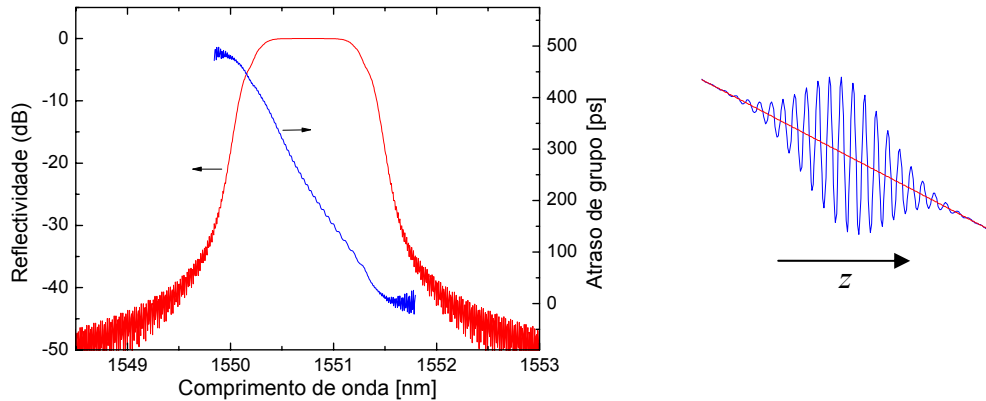


Figura 3.18 – Rede de Bragg com período uniforme e variação do valor linear do valor médio do índice de refração. Parâmetros da simulação: $L = 50 \text{ mm}$, $\overline{\delta n_{\text{eff}}}(z) = (z/L) \cdot 3 \times 10^{-4}$ e $M = 801$. À direita: ilustração do perfil do índice de refração (dimensões não estão proporcionais).

3.5.4 Redes de ordem superior

Foi referida anteriormente a possibilidade de se obterem redes de Bragg de ordem superior. Esse tipo de redes pode apresentar algumas vantagens relacionadas com os processos de gravação, uma vez que os períodos são maiores, logo, é mais fácil, em termos técnicos, gravar redes com aperiodicidades complexas. Conforme também foi referido, as funções sinusoidais não possuem componentes de Fourier de ordem superior pelo que não é possível obter redes de Bragg de ordem superior com modulação sinusoidal. Contudo, com os actuais processos de gravação, devido às não linearidades do processo de fotossensibilização, só muito dificilmente se consegue gravar redes com perfil de modulação sinusoidal. O perfil geralmente tem um comportamento entre o sinusoidal e o rectangular. Interessa, por isso, averiguar qual o efeito do perfil no espectro final das redes e, por sua vez, qual o efeito de gravar redes de ordem superior comparativamente com as redes de ordem um e com perfil sinusoidal. A Figura 3.19 permite comparar a reflectividade e o atraso de grupo de uma rede de período variável com apodização gaussiana e perfil sinusoidal, com três redes de perfil rectangular de diferentes ordens e a mesma apodização. As redes de primeira ordem foram simuladas com um coeficiente de aperiodicidade linear $\Lambda_1 = 0.4 \text{ nm/cm}$. As redes de ordem três e cinco, foram simuladas com $\Lambda_1 = 1.2 \text{ nm/cm}$ e $\Lambda_1 = 2.0 \text{ nm/cm}$, respectivamente.

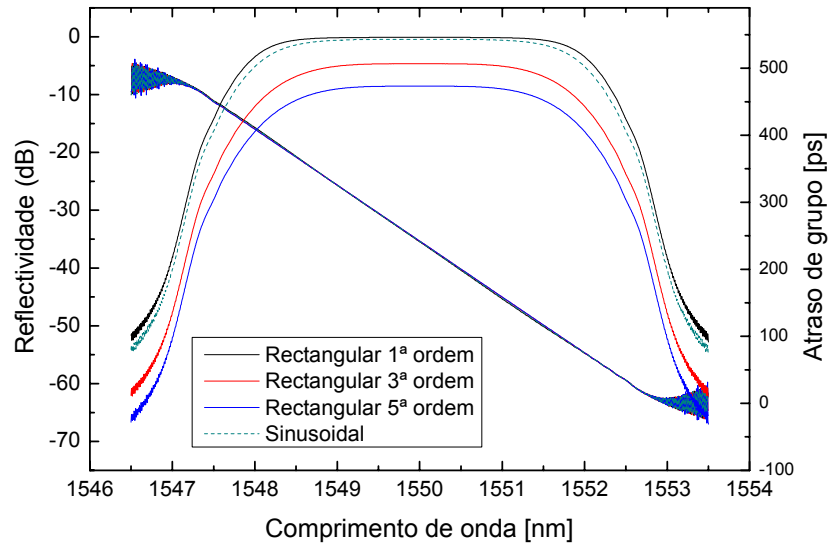


Figura 3.19 – Reflectividade e atraso de grupo de uma rede com perfil de modulação sinusoidal e de três redes com perfil de modulação rectangular de ordens 1, 3 e 5, respectivamente. Parâmetros da simulação: $L=50$ mm e $\Delta n = 6 \times 10^{-4}$ e $M=801$.

Os resultados permitem concluir que o perfil de modulação rectangular não altera significativamente a reflectividade, comparativamente com o perfil sinusoidal. Além disso, a utilização deste perfil em ordens superiores revela que também não há alteração significativa na forma do espectro de reflexão e atraso de grupo, relativamente à rede com perfil sinusoidal. A única diferença observável reside na perda de reflectividade à medida que as ordens aumentam. Isso advém do menor número de períodos que as ordens superiores possuem.

3.5.5 Estruturas baseadas em redes de Bragg

Algumas das estruturas mais simples baseadas em redes de Bragg são as cavidades Fabry-Perot em fibra óptica. Quando utilizadas em transmissão, apresentam um conjunto de filtros estreitos com bastante interesse nas comunicações ópticas. Como foi referido anteriormente, o espaçamento entre os máximos de ressonância depende da distância entre as redes. A Figura 3.20 permite observar o espectro de transmissão de três cavidades, baseadas nas mesmas redes de Bragg, mas com distâncias diferentes entre estas.

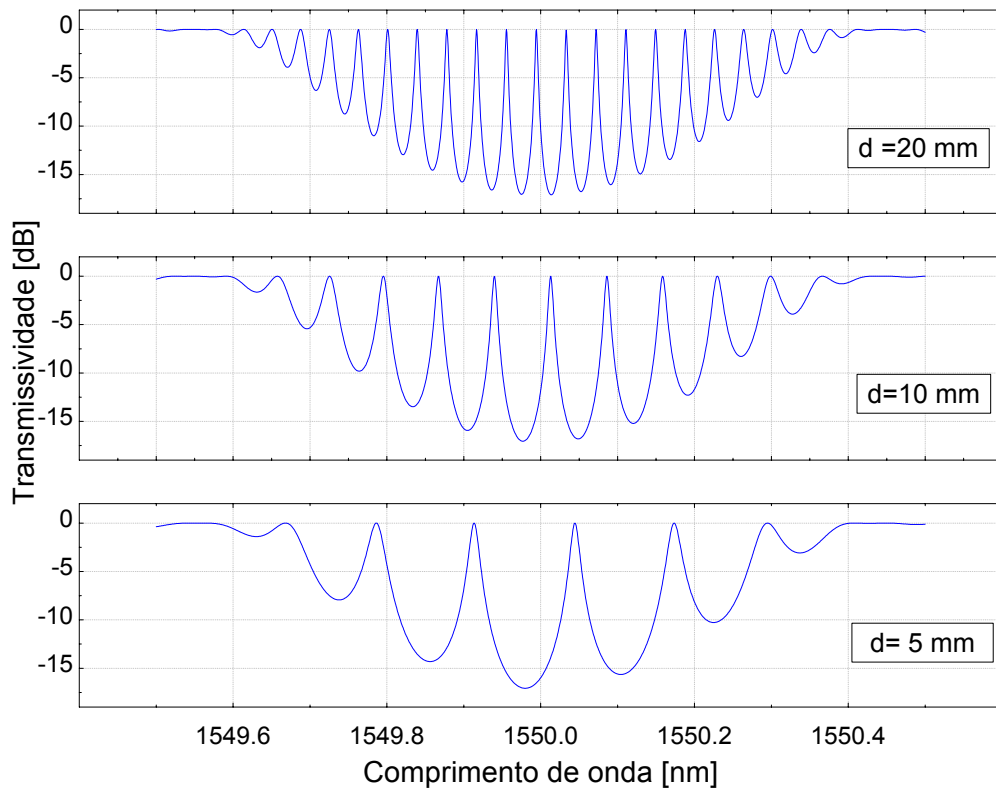


Figura 3.20 – Espectros de transmissão de cavidades Fabry-Perot, baseadas em redes de Bragg, com diferentes distâncias entre as redes. Parâmetros da simulação: Redes uniformes sem apodização, com comprimento $L=2\text{mm}$ e $\Delta n = 4 \times 10^{-4}$.

A distância entre os máximos de transmissão para as distâncias $d=5\text{ mm}$, $d=10\text{ mm}$ e $d=20\text{ mm}$ é, respectivamente, $\text{FSR}_5=0.039\text{ nm}$, $\text{FSR}_{10}=0.074\text{ nm}$ e $\text{FSR}_{20}=0.131$. A estimativa destes valores a partir de (2.28), para a mesma distância é: $\text{FSR}_5'=0.041\text{ nm}$, $\text{FSR}_{10}'=0.083\text{ nm}$ e $\text{FSR}_{20}'=0.166\text{ nm}$. A diferença advém do facto de a distância considerada ser a distância entre as faces internas da redes, e estas, apesar de terem apenas 2 mm de comprimento, não poderem ser consideradas como espelhos pontuais. Como foi referido anteriormente, uma das formas de garantir que a reflexão, para o mesmo comprimento de onda, não ocorre em pontos distintos das redes, consiste na utilização de redes de período variável. A utilização deste tipo de redes nas cavidades Fabry-Perot em fibra óptica permite, também, incrementar a largura de banda da cavidade. A Figura 3.21 mostra o espectro de transmissão de uma cavidade Fabry-Perot baseada em duas redes de Bragg com período variável e sem apodização. As redes têm um comprimento $L=2\text{ mm}$ e distanciadas 8 mm. A FSR

medida graficamente é $FSR=0.088$ nm. Como são duas redes aperiódicas, a reflexão para cada comprimento de onda ocorre num ponto específico de cada rede, ou seja, poderá ser feita uma aproximação a um espelho pontual. Assim, a distância efectiva da cavidade pode ser estimada por $d_{eff}=d+L$. Utilizando esta aproximação na expressão (2.28), obtém-se o valor de $FSR_{10}'=0.083$ nm, muito mais próximo do valor medido graficamente do que o valor sem a correcção do comprimento da rede: $FSR_8=0.104$ nm. Além de uma maior precisão no cálculo da FSR, esta mantém-se mais uniforme ao longo do espectro.

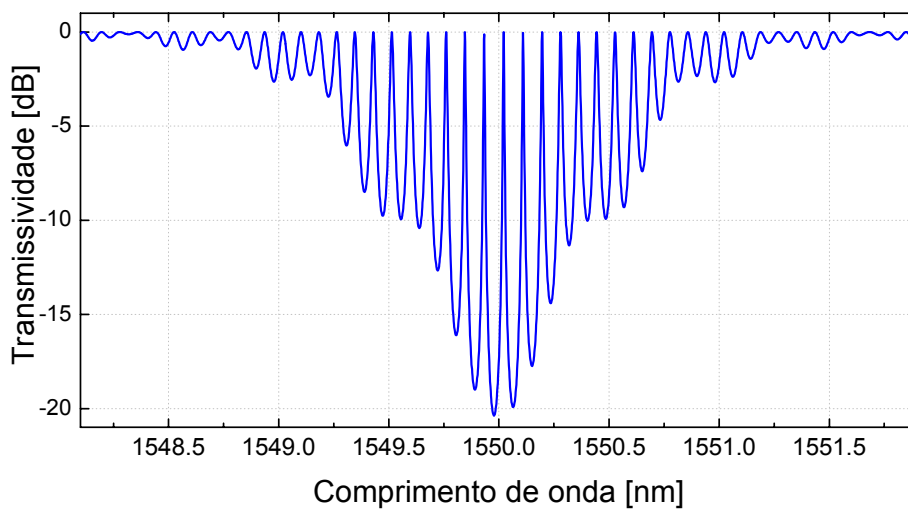


Figura 3.21 - Espectro de transmissão de uma cavidade Fabry-Perot, baseada em duas redes de Bragg de período variável e sem apodização. Parâmetros da simulação: Comprimento de cada rede $L=2$ mm, $d=8$ mm, $\Delta n = 4 \times 10^{-4}$ e $\Lambda_1=0.5$ nm /cm.

Verifica-se também que, em comparação com as cavidades baseadas em redes uniformes, a quantidade de filtros transmissivos é superior, o que, adicionado às características anteriores, torna esta técnica bastante interessante para a aplicação em filtros múltiplos nas comunicações ópticas.

As redes amostradas podem ser consideradas como um conjunto de cavidades Fabry-Perot. A resposta espectral resulta da associação da resposta de cada rede individual, com o conjunto formado por todas as redes. Na Figura 3.22 é mostrada a reflectividade de uma rede amostrada formada por 25 redes de Bragg uniformes com 0.2 mm de comprimento e espaçadas de 1.8 mm entre si (c). Também é mostrada a reflectividade de uma rede de Bragg formada pelo conjunto das 25 redes, sem os

espaços, com um comprimento $L = 25 \times 0.2 = 5\text{mm}$ (a) e de uma única rede com comprimento $L = 0.2\text{ mm}$ (b).

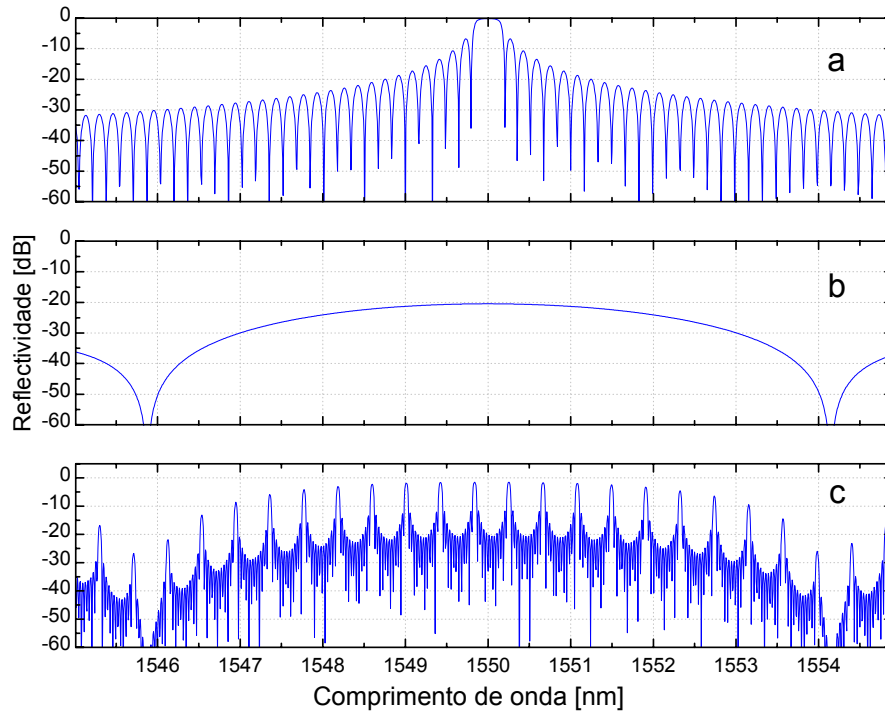


Figura 3.22 – Reflectividade de uma rede de Bragg com $L=5\text{ mm}$ (a), $L=0.2\text{ mm}$ (b) e de um rede amostrada formada por 25 redes com $L=0.2\text{ mm}$ com espaçamento de 1.8 mm entre elas (c). Parâmetros comuns da simulação: Redes uniformes, não apodizadas, com $\Delta n = 5 \times 10^{-4}$.

Observa-se que a envolvente da superestrutura segue o comportamento de uma única rede isolada (b), onde os nodos de reflexão da superestrutura coincidem com os da rede isolada.

3.6 Redes de Bragg gravadas em fibra de elevada birrefringência

3.6.1 Fibras de elevada birrefringência

Numa fibra monomodo ideal, com um núcleo perfeitamente cilíndrico e com diâmetro uniforme, o modo fundamental de propagação é, na verdade, uma combinação degenerada de dois modos com polarizações ortogonais. Contudo, nas fibras reais, tal degeneração não existe. Na verdade, pequenas variações no diâmetro e forma

do núcleo ao longo da fibra, acompanhadas com pressões anisotrópicas na fibra, originam o que se designa por birrefringência na fibra óptica. O grau de birrefringência local, B , em cada ponto da fibra, é definido como

$$B = |\bar{n}_x - \bar{n}_y| = C_f (\sigma_x - \sigma_y) \quad (3.72)$$

onde \bar{n}_x e \bar{n}_y são os índices de refração médios nos modos de polarização ortogonais, σ_x e σ_y representam as tensões principais ao longo dos eixos de polarização e C_f é a constante fotoelástica da fibra. Em fibras de sílica monomodo os valores típicos são $B \approx 10^{-7}$ e $C_f = 3.08 \times 10^{-6} \text{ mm}^2/\text{N}$ para comprimentos de onda perto dos 1500 nm [Namihira85]. Devido ao baixo valor de birrefringência das fibras monomodo comuns, as duas componentes da polarização percorrem a fibra a uma velocidade aproximadamente igual. Desta forma, pequenas perturbações ambientais provocam um acoplamento de energia de uma componente de polarização para a outra. Como resultado, uma luz linearmente polarizada a percorrer este tipo de fibras, rapidamente evolui para uma polarização aleatória. Esta situação poderá ser evitada com recurso a fibras de elevada birrefringência (HiBi). Nestas fibras, uma tensão anisotrópica no núcleo devido às propriedades morfológicas da fibra, induz, por efeito fotoelástico, uma elevada birrefringência no núcleo. Os valores típicos de birrefringência nestas fibras são $B \approx 10^{-4}$ [Dyott95].

A alta birrefringência origina velocidades de propagação diferentes entre as duas componentes de polarização, dificultando a transferência de potência entre estas. Quanto maior for a birrefringência, maior será a diferença de velocidades, ou seja, mais facilmente a fibra manterá a polarização da luz. Por esta capacidade, as fibras HiBi também são conhecidas por fibras conservadoras da polarização (na literatura: *polarization maintaining fibers*).

A Figura 3.23 representa esquematicamente alguns dos tipos de fibras HiBi mais comuns.

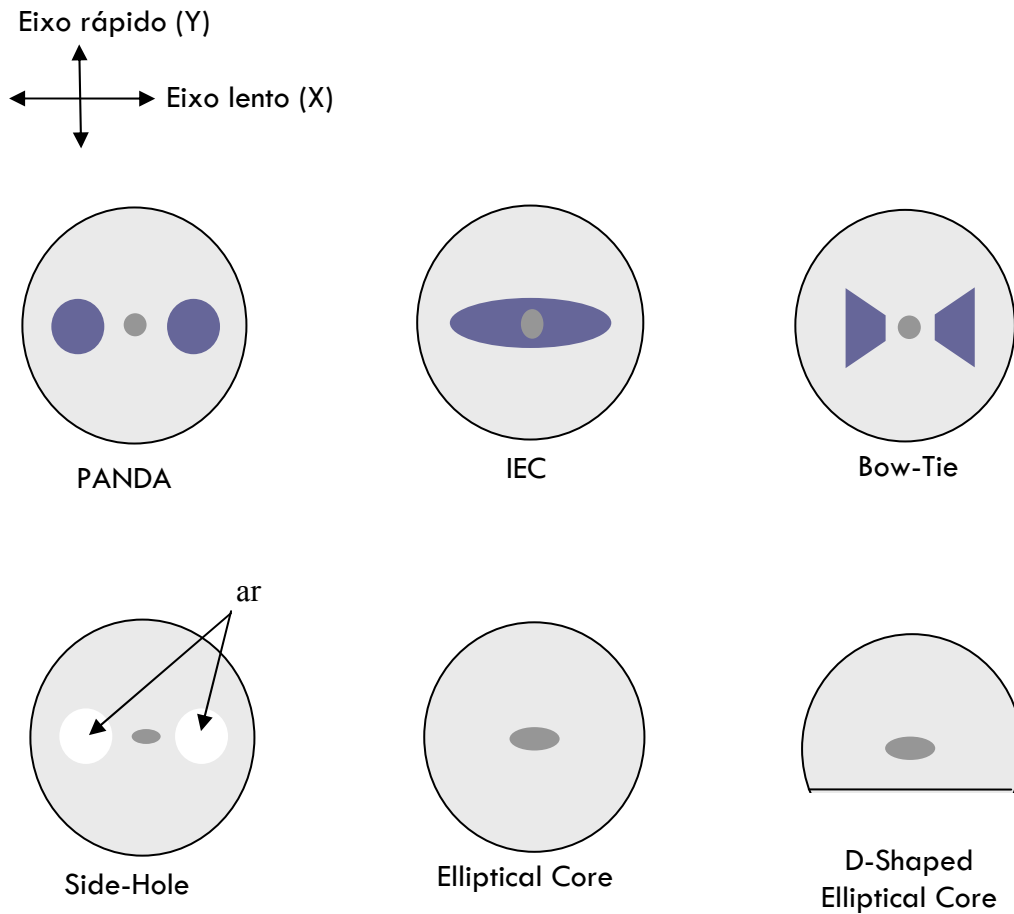


Figura 3.23 - Esquema de um corte transversal de algumas fibras HiBi existentes actualmente.

As designações dos tipos de fibras não foram propositadamente traduzidas, uma vez que são designações padrão, sendo algumas delas registadas. As fibras *PANDA* (*Polarization-Maintaining AND Attenuation-Reducing*), *IEC* (*Internal Elliptical Cladding*) e *Bow-Tie*, possuem estruturas anisotrópicas em relação ao núcleo, com um coeficiente de Poisson diferente do resto da fibra. A fibra do tipo *Side-Hole* possui dois canais de ar posicionados simetricamente em relação ao núcleo, que possui uma forma elíptica. Este tipo de fibras tem especial aplicação na medição dinâmica de variações de pressão hidrostática [Nawrocka99]. As fibras *Elliptical Core* e *D-Shaped Elliptical Core* foram patenteadas pela empresa KVM, com interesses militares e possuem um núcleo elíptico. A superfície plana da *D-Shaped Elliptical Core* facilita a deposição de diferentes materiais.

Os três principais tipos de fibras HiBi, *PANDA*, *IEC*, e *Bow-Tie*, podem ser observadas nas fotografias da Figura 3.24, registradas através de um microscópio óptico.

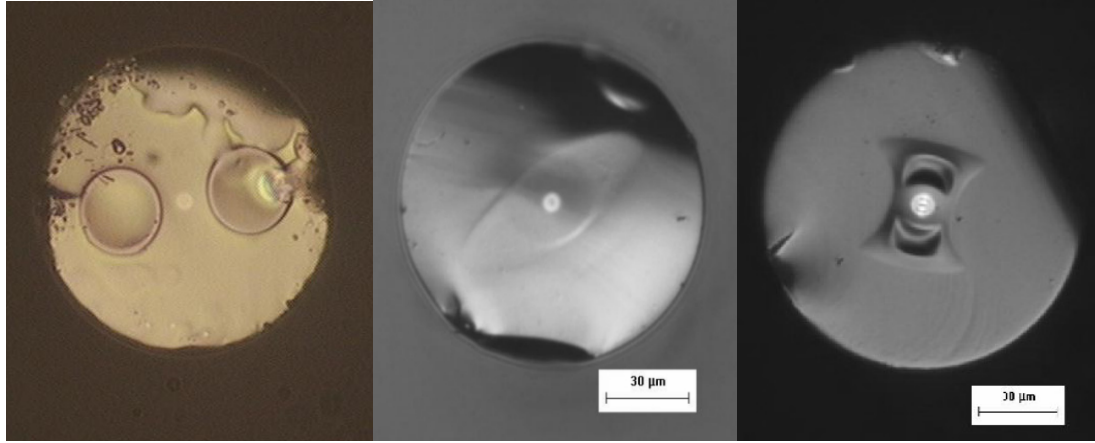


Figura 3.24 - Microfotografia dos três principais tipos de fibras HiBi [Abe04].

3.6.2 Comprimento de coerência

Considerando luz com estado de polarização linear a propagar numa fibra monomodo, com birrefringência aproximadamente constante e com um ângulo de polarização, em relação aos eixos principais da fibra, diferente de zero, os dois modos de polarização ortogonal serão excitados. Como esses modos possuem constantes de propagação diferentes (β_x e β_y), o desfasamento, $\Phi_{HB}(z)$, das componentes ortogonais da polarização, irá variar em função da posição na fibra, z , sendo dado por

$$\Phi_{HB}(z) = (\beta_x - \beta_y)z \quad (3.73)$$

O desfasamento irá variar de uma forma periódica ao longo da fibra, originando uma alteração no estado de polarização de linear para elíptica e novamente para linear (Figura 3.25).

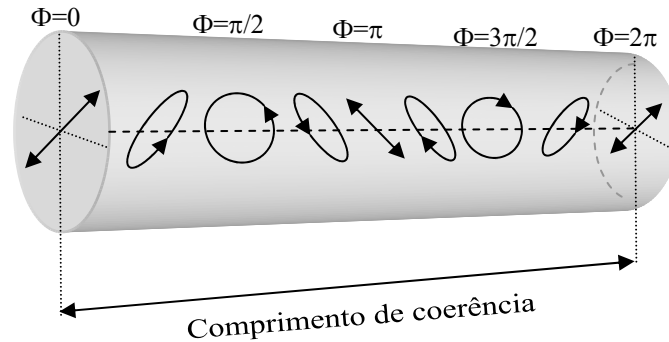


Figura 3.25 - Evolução do estado de polarização da luz numa fibra com birrefringência.

O período espacial com que as componentes ortogonais ficam novamente em fase é designado por comprimento de batimento (L_B). Este é determinado pela birrefringência da fibra e pode ser expresso por [Agrawal92]

$$L_B = \lambda / B \quad (3.74)$$

onde λ é o comprimento de onda de operação. A medida deste parâmetro pode ser efectuada através de diferentes métodos interferométricos tais como os apresentados por [Bock96] ou [Abe04] sendo que o método geralmente utilizado pelos fabricantes consiste no lançamento de um feixe laser a 45° na fibra (geralmente a 632 nm). Através de processos de dispersão de Rayleigh, os batimentos surgem como uma alternância entre zonas escuras e claras ao longo da fibra. As zonas escuras ocorrem sempre que o estado de polarização da fibra volta a linear na direcção de observação. Este parâmetro é utilizado pela maioria dos fabricantes de fibras HiBi para descrever o grau de birrefringência da fibra: quanto menor for o comprimento de batimento, maior será a birrefringência desta.

3.6.3 Modelo de uma rede de Bragg gravada numa fibra de elevada birrefringência

Devido às propriedades das fibras HiBi, uma rede de Bragg gravada numa fibra HiBi (rede HiBi), terá forçosamente propriedades espectrais diferentes das redes de

Bragg normais. Assim, uma rede HiBi pode ser simulada pelo modelo apresentado na Figura 3.26.

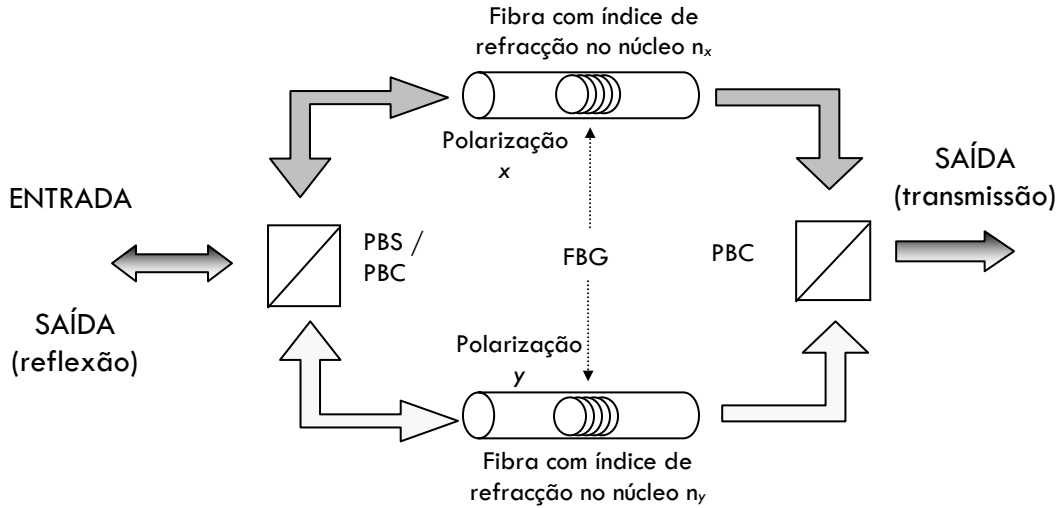


Figura 3.26 - Modelo de uma rede de Bragg escrita em fibra HiBi. PBS: divisor de polarização; PBC: combinador de polarização

No modelo apresentado, a entrada óptica é dividida idealmente nas duas componentes de polarização, x e y . Cada uma destas componentes interage com uma rede de Bragg, de acordo com a teoria apresentada anteriormente. A rede de Bragg nas duas situações é a mesma, a única diferença é o índice de refração onde está gravada. Finalmente, os espectros de reflexão e transmissão das duas redes são combinados idealmente por um combinador das componentes de polarização. Através deste modelo, o espectro de reflexão de uma rede HiBi uniforme será dado por:

$$P(\lambda) = P_x(\lambda)R_x(\lambda) + P_y(\lambda)R_y(\lambda) \quad (3.75)$$

onde P_x e P_y são as componentes da potência óptica de entrada nos eixos x e y respectivamente. R_x e R_y são as reflectividades de cada rede.

Deste modo, nas redes HiBi a condição de ressonância ocorrerá para dois comprimentos de onda diferentes e que estão relacionados com o índice de refração dos eixos lento e rápido da fibra. Assim, a reflectividade de uma rede HiBi será

composta por dois máximos de reflexão, correspondentes à reflexão nas polarizações x e y, respectivamente. A Figura 3.27 mostra a simulação, através do modelo proposto, da reflectividade de uma rede de Bragg gravada numa fibra HiBi com $B = 3.2 \times 10^{-4}$.

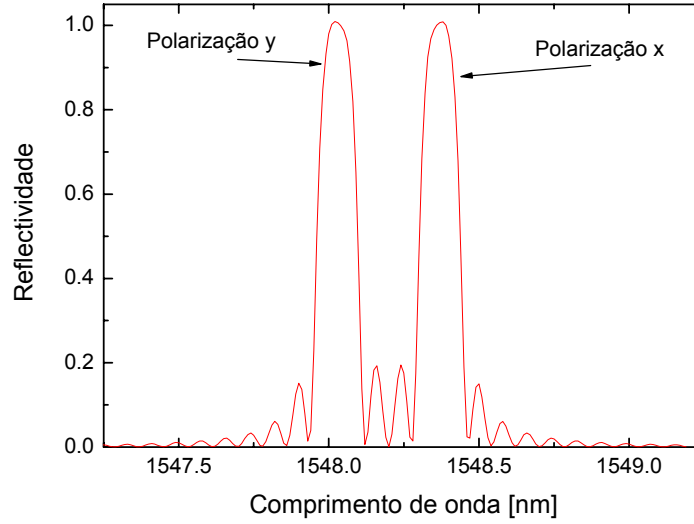


Figura 3.27 – Reflectividade de uma rede HiBi simulada com o modelo proposto. Parâmetros da simulação: $B=3.2 \times 10^{-4}$, $\Lambda=535$ nm, $L=10$ mm.

Na reflectividade simulada são bem visíveis os dois máximos de reflexão da rede. Como é óbvio, os dois máximos só serão visíveis no espectro de reflexão se a incidência possuir as duas componentes da polarização. Nesta situação, os dois máximos de reflexão terão polarização predominantemente linear com orientação segundo os eixos y e x, respectivamente.

A diferença de comprimentos de onda entre os dois máximos de reflexão, $\Delta\lambda_{HB}$, pode ser calculada por

$$\begin{aligned}\Delta\lambda_{HB} &= \lambda_x - \lambda_y \\ &= 2n_{eff,x}\Lambda - 2n_{eff,y}\Lambda \\ &\approx 2B\Lambda\end{aligned}\tag{3.76}$$

Onde $n_{eff,x}$ e $n_{eff,y}$ são os índices de refração efectivo dos eixos x e y da fibra HiBi, respectivamente.

As propriedades particulares das redes HiBi, observadas nesta subsecção, sugerem um conjunto de aplicações promissoras e que serão analisadas com mais pormenor no capítulo 7.

3.7 Conclusões

Neste capítulo foi estudada a teoria dos modos acoplados e, em particular, a sua aplicação nas redes de Bragg em fibra óptica. Nesse âmbito, foram definidos os diferentes parâmetros necessários para expressar matematicamente uma rede de Bragg. Através do modelo matemático é possível simular qualquer tipo de rede. Foram estudados diferentes métodos de simulação das redes, principalmente para as redes não uniformes, uma vez que não apresentam uma solução fechada intuitiva. Entre os diferentes métodos, optou-se por utilizar o da matriz de transferência, uma vez que é um método relativamente rápido e que apresenta resultados correctos desde que seja utilizado com critério. Dos resultados da simulação, confirma-se a vantagem da utilização de redes apodizadas para a redução dos lóbulos laterais e das flutuações do atraso de grupo nas redes aperiódicas. No caso das redes de ordem superior, confirmou-se que é possível gravar este tipo de redes sem perda das características espectrais e de atraso de grupo, mesmo em redes mais complexas, como são as redes aperiódicas apodizadas. Esta pode ser uma técnica a aplicar no futuro na gravação de redes com perfis de elevada complexidade. Foram também simuladas algumas estruturas baseadas nas redes de Bragg. Entre elas, destaque-se as cavidades Fabry-Perot, onde se confirmou, por simulação, que a aproximação teórica permite calcular com boa aproximação a FSR destas cavidades. Finalmente, foi feita uma introdução às redes de Bragg gravadas em fibra de elevada birrefringência e as respectivas propriedades. Estas redes têm características muito particulares tornando-as interessantes para a aplicação em novos dispositivos.

CAPÍTULO 4

Gravação de redes de Bragg em fibra óptica

4.1 Introdução

Neste capítulo são abordados diversos temas directamente relacionados com a gravação de redes de Bragg em fibra óptica. Na secção 4.2 são descritas teoricamente as principais técnicas de gravação de redes de Bragg como a gravação por máscara de fase ou a gravação por interferómetro. Na secção 4.3 é descrito detalhadamente o sistema de gravação implementado. O sistema permite gravar redes por quatro métodos distintos: interferométrico, interferométrico com varrimento do feixe, máscara de fase e máscara de fase com varrimento do feixe. Também é apresentado o modelo teórico desenvolvido para o sistema implementado e a comparação dos resultados experimentais com as previsões teóricas. O *software* desenvolvido para o controlo do sistema e a unidade de hidrogenização são descritos, de forma sucinta, nas secções 4.3.4 e 4.3.5, respectivamente. Na secção 4.5 são apresentados e discutidos alguns resultados experimentais, entre os quais um novo

tipo de crescimento de redes de Bragg ainda não documentado. Finalmente, na secção 4.6, são apresentadas algumas conclusões do trabalho desenvolvido neste capítulo.

4.2 Técnicas experimentais de gravação

Nesta secção são descritos alguns dos principais métodos de gravação de redes de Bragg. Neste caso, não estão incluídas as redes de Hill, ou outros métodos menos usuais de gravação. Para uma análise aprofundada desses métodos, aconselha-se a consulta de [Kashyap99] ou [Othonos99].

A forma mais comum de gravação de redes de Bragg em fibra óptica, consiste na exposição de uma fibra fotossensibilizada a um padrão de franjas de interferência na região do ultravioleta. Esse padrão pode ser obtido directamente através de uma máscara de fase ou de um interferómetro. Dentro desses dois métodos, existem diferentes variantes, que permitem gravar diferentes tipos de redes. Assim, a gravação de redes com diferentes comprimentos de onda, pode ser efectuada com recurso ao ajuste dos ângulos de interferência, no caso do interferómetro [Kashyap98a] ou, no caso da gravação por máscara de fase, através da aplicação de tensão longitudinal na fibra durante a gravação [Byron95]. Também é possível gravar redes com um comprimento maior do que o diâmetro do feixe. Para isso, pode-se varrer a máscara de fase com o feixe UV [Rourke95, Martin94] ou, no caso de redes ainda mais longas, gravar redes adjacentes sem saltos de fase [Cole95, Asseh97]. Se o objectivo for gravar redes com saltos de fase, é possível ajustar a polarização do feixe UV [Jensen02]. Esta técnica, além dos saltos de fase, também permite a gravação com apodizações complexas. Existem outros métodos de gravação de redes apodizadas, tais como o ajuste do tempo de exposição em cada ponto da rede, no caso do varrimento do feixe UV, ou por dupla exposição [Yang00], embora neste caso, seja necessário um laser de baixa coerência temporal. Uma das técnicas mais versáteis de apodizar redes de Bragg consiste na alteração da visibilidade das franjas através do ajuste dinâmico da incidência do feixe numa

máscara de fase [Guy97]. Alterando a frequência e amplitude de variação do ângulo de incidência, é possível alterar a visibilidade das franjas de interferência e, consequentemente, alterar a apodização.

De seguida, são descritos dois dos principais métodos de gravação de redes de Bragg em fibra óptica: por máscara de fase e com interferómetro.

4.2.1 Gravação por máscara de fase

Um dos processos mais eficazes e práticos para a gravação de redes de Bragg em fibra óptica é a técnica da máscara de fase. A máscara de fase é um elemento de difracção óptica, utilizado em transmissão, que consiste numa sequência de depressões longitudinais na superfície de um substrato de sílica. A fabricação da máscara é iniciada com uma deposição de uma camada metálica de algumas centenas de angstrom de espessura, no substrato de sílica polido com qualidade óptica nas duas superfícies. De seguida, é depositado verniz fotossensível sobre o qual vai ser efectuada a exposição. Normalmente a exposição pode ser efectuada por dois métodos distintos: varrimento por feixe de electrões ou holograficamente. No primeiro caso, o feixe de electrões delinea o padrão desejado. De uma forma geral, a impressão óptica da máscara é feita em pequenas porções de cada vez (geralmente 0.4×0.4 mm). Assim, é possível desenhar máscaras de fase com perfis complexos, como o caso de aperiodicidades de ordem superior ou padrões Moiré. Contudo, podem ocorrer pequenos erros de “colagem” entre secções adjacentes, reduzindo a qualidade global da máscara. No caso das máscaras de fase gravadas pelo método holográfico, a exposição pode ser efectuada de uma única vez, (excepto no caso de máscaras longas) eliminando os problemas de “colagem”. Também é possível expor máscaras com aperiodicidade linear contínua de elevada qualidade, utilizando lentes apropriadas. Depois da exposição (por feixe electrónico ou holograficamente), o conjunto é sujeito a diversos estágios de *etching* ficando o padrão final fica impresso no substrato de sílica com a profundidade desejada [Kashyap99]. No caso de uma exposição a 244 nm, a profundidade típica é 262 nm.

O princípio de funcionamento da técnica da máscara de fase baseia-se na sobreposição de duas ordens de difracção no núcleo da fibra, que está na zona da sobreposição, de forma a formar um padrão de interferência. Normalmente a máscara é desenhada para que, numa situação de incidência normal, as ordens +1 e -1 sejam maximizadas e a ordem zero seja minimizada Figura 4.1. Para esta última condição, a profundidade tem que ser ajustada para que uma onda a percorrer essa distância no espaço livre, devido à depressão, tenha uma diferença de fase de π em relação a outra onda a percorrer a sílica, originando interferência destrutiva. Assim, a profundidade das depressões da máscara de fase, P_{MF} , terá de ser

$$P_{MF} = \frac{\lambda_{UV}}{2(n_{sílica} - n_{ar})} \quad (4.1)$$

onde λ_{UV} é o comprimento de onda de emissão ultravioleta e $n_{sílica}$ e n_{ar} são o índice de refracção da sílica e do ar nos comprimentos de onda na região dos ultravioletas. Na prática, a supressão da ordem zero não é total, conseguindo-se, no entanto, valores tipicamente inferiores a 3 % da luz incidente. Por outro lado, as ordens de difracção +1 e -1 são maximizadas, podendo conter mais de 35 % da potência total transmitida.

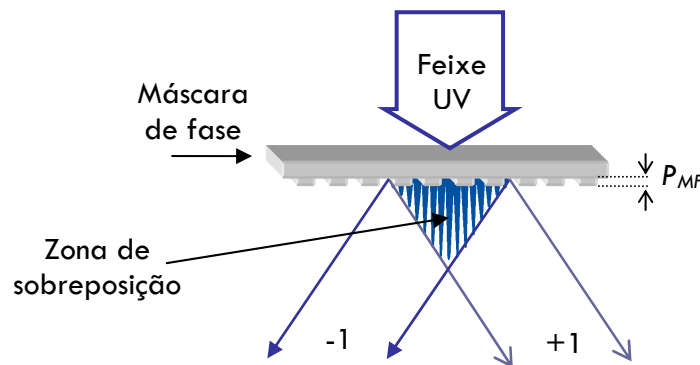


Figura 4.1 – Representação esquemática da difracção das ordens -1 e +1 na máscara de fase.

Uma das primeiras experiências em que a técnica da máscara de fase foi utilizada para gravar redes de Bragg com as ordens +1 e -1 foi efectuada por Hill *et al.*,

utilizando uma máscara de fase de 1060 nm e um laser de KrF [Hill93b]. Na mesma altura, Anderson *et al.* reportavam também a gravação de redes de Bragg com uma máscara de fase, mas com incidência não normal [Anderson93]. Este tipo de incidência é normalmente utilizado quando se pretende gravar redes de Bragg com as ordens 0 e -1 (Figura 4.2). As máscaras de fase com as ordens 0 e -1 maximizadas são tipicamente usadas em situações onde é necessária a eliminação completa das ordens superiores. Esta técnica é muitas vezes utilizada no fabrico de lasers semicondutores monomodo com realimentação distribuída (DBF - *Distributed Feedback*) ou na óptica integrada. Nas outras situações, é preferível utilizar a incidência normal, uma vez que tem um alinhamento mais fácil.

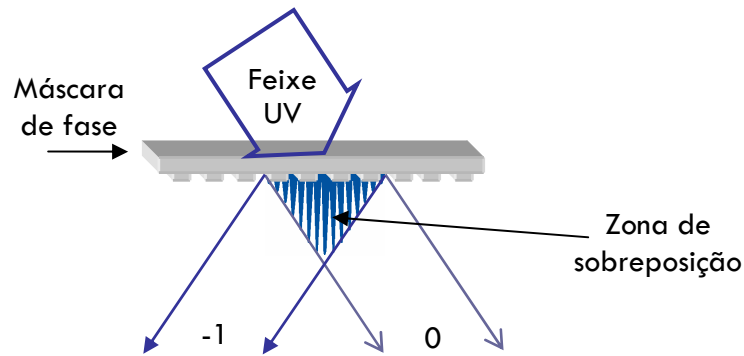


Figura 4.2 - Representação esquemática da difração das ordens -1 e 0 na máscara de fase.

Independentemente do tipo de incidência (normal ou não), a fibra terá que ser posicionada imediatamente a seguir à máscara de fase, para que, a porção do núcleo onde se deseja gravar esteja incluída na zona de sobreposição das duas ordens difractadas. A sobreposição origina franjas de interferência, que irão formar as redes de Bragg, com um período $\Lambda = \Lambda_{MF} / 2$, onde Λ_{MF} é o período das depressões da máscara de fase. Contudo, no caso da incidência normal, se a intensidade do laser ultravioleta for muito elevada, poderá ocorrer interferência da ordem zero. Neste caso, o período das franjas será igual ao da máscara de fase [Malo93]. Também é necessário ter em atenção a coerência espacial do laser, para que esta seja superior à distância entre a máscara de fase e o núcleo da fibra. Note-se que mesmo que a fibra esteja em contacto com a máscara de fase, o que é

desaconselhável devido à real probabilidade de danificar a máscara, há ainda uma distância mínima entre a máscara e o núcleo, daí a importância de haver um laser com coerência espacial suficiente [Othonos95 e Dyer95]. A coerência temporal não é tão importante nesta técnica, uma vez que o percurso óptico das duas ordens é semelhante.

Normalmente é necessário utilizar diferentes máscaras de fase para gravar redes com diferentes períodos ou redes com diferentes aperiodicidades. Contudo, é possível induzir alguma sintonia recorrendo a diversas técnicas. Uma delas consiste na aplicação de tensão na fibra, durante a gravação [Zhang94]. Quanto maior for a elongação durante a gravação, menor será o comprimento de onda final da rede gravada. Este método está, obviamente, restrito aos limites elásticos e mecânicos da fibra. Uma alternativa à aplicação de tensão na fibra consiste na utilização de uma lente convergente antes da máscara de fase para gravar redes com períodos mais curtos, tendo sido demonstrada experimentalmente por Prohaska *et al.* em 1993 [Prohaska93]. Alterando a distância da lente à máscara (ou da máscara à fibra), altera-se a dimensão da imagem produzida pela lente e, consequentemente, o período das franjas de interferência. Também é possível alterar o ângulo da fibra em relação ao plano paralelo à máscara de fase para gravar redes com diferentes comprimentos de onda. Este método permitiu a Othonos e Lee [Othonos95] sintonia até ≈ 2 nm. Na prática, com esta técnica está-se a gravar redes inclinadas, pelo que são de esperar perdas por radiação.

4.2.2 Gravação por interferómetro

Interferómetro por divisão de amplitude

Em 1989, Meltz *et al.* [Meltz89] demonstraram, pela primeira vez, um método para a gravação de redes de Bragg por exposição transversal. Foi utilizado um interferómetro por divisão de amplitude, vulgarmente utilizado em técnicas holográficas. Este tipo de interferómetros está representado na Figura 4.3.

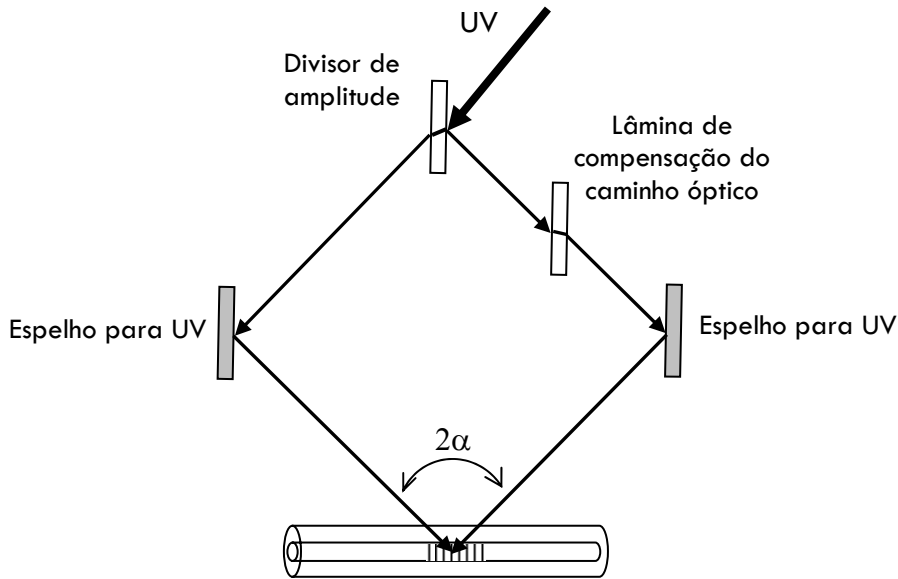


Figura 4.3 – Esquema de um interferômetro por divisão de amplitude para a gravação de redes de Bragg.

De uma forma geral, o feixe ultravioleta é dividido em dois, com amplitudes idênticas, por um divisor de amplitude. Depois de serem reflectidos por dois espelhos próprios para a emissão ultravioleta, os dois feixes recombinaem-se no núcleo da fibra com um ângulo 2α entre eles, formando um padrão de interferência. O período das franjas de interferência, Λ , é dado por

$$\Lambda = \frac{\lambda_{UV}}{2n_{eff} \sin(\alpha)} \quad (4.2)$$

Com este método, é virtualmente possível gravar redes com comprimentos de onda de Bragg entre valores próximos do da fonte ultravioleta até ao infinito ($\alpha=0$), tornando este método muito mais versátil que o da máscara de fase. Contudo, é necessário um cuidado especial no desenho do dispositivo de gravação que terá de ser imune a vibrações e protegido das turbulências do ar. Caso contrário, em exposições prolongadas, a qualidade de gravação é deteriorada significativamente. Se o laser tiver baixa coerência temporal, também é necessário corrigir a diferença de percursos ópticos induzida pelo divisor de amplitude. Normalmente, uma lâmina de SiO_2 com a espessura correcta resolverá o problema. Note-se que, mesmo com esta

correção, a coerência do laser continua a ser bastante importante, uma vez que os feixes que interferem na fibra têm uma rotação espacial de 180° entre si, devido ao divisor de amplitude, sendo, por isso, necessária uma boa coerência espacial.

Interferómetro com máscara de fase

A divisão de amplitude do feixe ultravioleta também pode ser efectuada com recurso a uma máscara de fase, em substituição do divisor de amplitude.

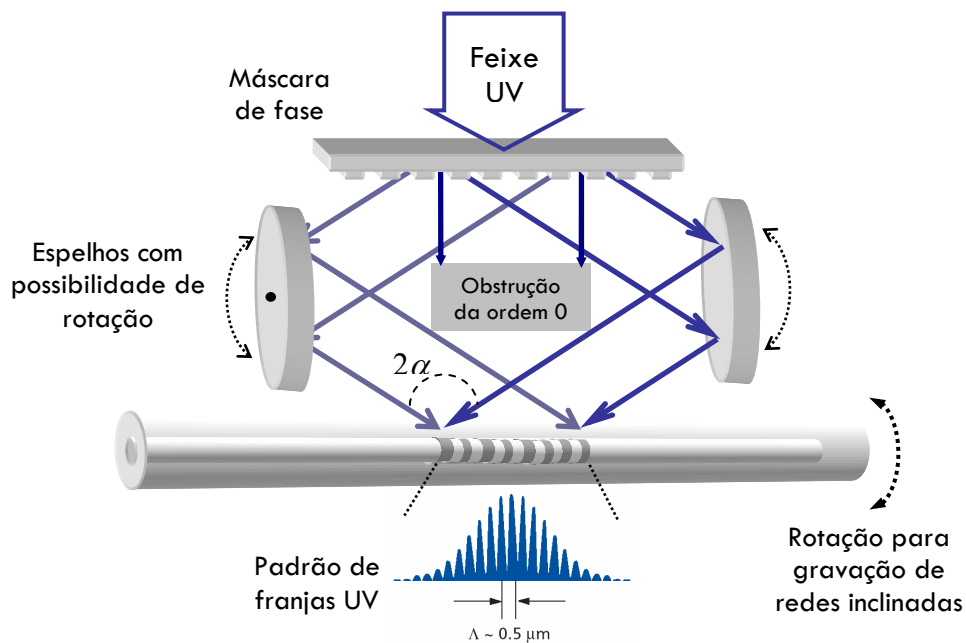


Figura 4.4 - Esquema de gravação de redes de Bragg baseado no método interferométrico com máscara de fase (interferómetro de Talbot).

Para a inscrição das redes de Bragg, são aproveitadas as ordens $+1$ e -1 , sendo bloqueadas as restantes ordens incluindo a ordem 0 . Depois de reflectirem nos espelhos, os feixes de ordem $+1$ e -1 são redireccionadas para a fibra fotossensibilizada onde será feita a gravação. Também é possível utilizar as ordens -1 e 0 , embora não seja tão prático [Dyer96]. As redes inclinadas podem ser gravadas através da rotação de uma das extremidades da fibra em relação à outra. Apesar de aparentemente ser um método mais dispendioso, a utilização das ordens $+1$ e -1 de uma máscara de fase tem algumas vantagens intrínsecas em relação ao

divisor de amplitude comum. Uma dessas vantagens é a incidência na máscara de fase ser normal a esta, simplificando o alinhamento. Além disso, a utilização da máscara de fase como divisor de feixe permite que esta seja utilizada como referência de comprimento de onda. Assim, considerando os espelhos paralelos e uma incidência normal na máscara de fase, o período de gravação através do interferômetro será o mesmo, caso a rede seja gravada directamente pela máscara de fase. Com este tipo de interferômetro é possível obter sintonias extremamente elevadas.

Em 2001, Wang *et al.* demonstraram uma técnica baseada neste tipo de interferômetros onde os espelhos estão sempre paralelos. A sintonia é feita, colocando uma lente cilíndrica a seguir à máscara de fase. Através do ajuste da distância da fibra à lente e da utilização de lentes com diferentes distâncias focais, foi possível gravar redes de Bragg com comprimentos de onda entre 600 e 1300 nm [Wang01].

4.2.3 Gravação de redes longas

Nos métodos descritos anteriormente, o comprimento das redes gravadas é aproximadamente igual ao diâmetro do feixe UV. Por outro lado, é difícil desenvolver lasers com diâmetro elevado, devido a problemas de instabilidade. Deste modo, as redes gravadas pelos métodos descritos não terão dimensões muito superiores a 1 cm. Esta limitação pode ser importante para algumas aplicações de redes de Bragg. Uma das formas de contornar essa situação consiste na utilização da técnica de gravação por varrimento. Esta técnica, que tanto pode ser utilizada na gravação por máscara de fase, como por interferômetro, consiste na utilização de um varrimento do laser no plano de gravação. Se todo o sistema, com excepção do feixe laser, permanecer estático, o efeito é o mesmo que gravar com um feixe de diâmetro igual ao da amplitude de varrimento, para a mesma densidade de potência. Assim, o comprimento da rede será limitado pela amplitude de varrimento, pela largura dos espelhos e pelo comprimento da eventual máscara de fase utilizada. Contudo, em aplicações onde são necessárias redes extremamente longas, como na compensação

da dispersão, torna-se necessário gravar por outro método que permita a gravação de redes sem as limitações referidas anteriormente. Uma das formas de contornar essa limitação, consiste em gravar sequencialmente um conjunto de redes adjacentes na fibra. O posicionador da fibra terá que ser suficientemente preciso para que não surjam saltos de fase entre as redes. Caso a gravação seja efectuada com uma máscara de fase fixa, apenas se conseguirá gravar redes longas com o comprimento de onda definido pela máscara de fase. Para contornar essa situação, pode-se utilizar um interferómetro para gravar um conjunto sequencial de redes com o comprimento de onda desejado. Assim, é possível programar o controlador dos posicionadores para ajustar o interferómetro em função da posição da fibra. Esta técnica tem algumas exigências do ponto de vista técnico, uma vez que necessita também de um ajuste da posição da fibra, para que esta se mantenha na zona de sobreposição das duas ordens. Em alternativa, pode ser utilizada uma única máscara de fase que é movida a uma velocidade v_{MF} , enquanto a fibra é movida a uma velocidade v_F . Neste caso, a diferença entre o comprimento de onda gravado e o comprimento de onda original, é

$$\Delta\lambda = \Lambda_{Bragg} \frac{v_F}{v_{MF}} \quad (4.3)$$

onde Λ_{Bragg} é o período da rede gravada numa situação estática. Através deste método é possível programar diferentes aperiodicidades ao longo da fibra, bastando, para isso, controlar a velocidade da fibra e da máscara de fase.

4.3 Sistema de gravação implementado

De acordo com os meios disponíveis e com a necessidade de desenvolver um sistema de gravação bastante flexível para gravar diferentes redes de Bragg de elevada qualidade e também estruturas complexas, optou-se por implementar o método baseado no interferómetro com máscara de fase. Foi também deixada como opção a possibilidade de gravar redes directamente por máscara de fase. Em ambos os casos,

é possível utilizar o varrimento do feixe. A descrição detalhada da montagem experimental e da teoria associada é efectuada nas subsecções seguintes.

4.3.1 Fonte de luz ultravioleta

A fonte de luz é um laser de iões de árgon da Spectra-Physics modelo 2045E. Antes do espelho traseiro do laser é colocado um prisma para seleccionar apenas uma linha de operação contínua. Neste caso, seleccionou-se a linha dos 488 nm. O espelho frontal foi retirado e, em vez dele, utilizou-se um duplicador de frequência, da empresa GWU, baseado num cristal de beta-bário borato (BBO) para a geração da segunda harmónica, conforme esquematizado na Figura 4.5. Note-se que com esta implementação, a duplicação de frequência é intracavidade.

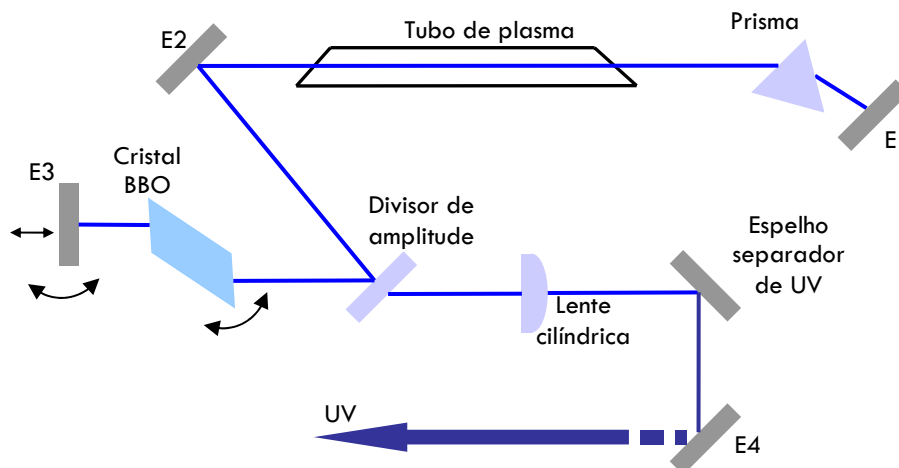


Figura 4.5 – Esquema da fonte ultravioleta, baseada num laser de iões de árgon com duplicação da frequência com um cristal de BBO. E1, E2, E3, E4: espelhos

Durante o funcionamento, o cristal é mantido a uma temperatura constante de $\approx 45^\circ \text{C}$ e com um fluxo constante de oxigénio. O oxigénio, além de servir de purga, em uso continuado contribui para a regeneração de pequenos defeitos no cristal. Devido à especificidade do dispositivo experimental, quando se liga o laser é necessário esperar aproximadamente uma hora para que este atinja a estabilidade. Posteriormente ao período de aquecimento, procede-se ao alinhamento do duplicador de frequência através do espelho E3 e do ângulo do cristal para

maximizar a geração da segunda harmónica. O alinhamento é efectuado tendo em vista a maximização da potência com o melhor perfil de feixe. Caso o perfil apresente algum astigmatismo, é possível corrigi-lo com a lente cilíndrica. Para minimizar a possibilidade de danificar o cristal, todo o alinhamento deverá ser efectuado com baixa potência. Com tudo alinhado, a emissão na saída do duplicador deverá ser a 244 nm com um perfil espacial, na zona mais intensa do feixe, aproximadamente elíptico.

Note-se que, enquanto a laser estiver a operar, é necessário ter cuidados extremos de segurança. A fonte laser é de classe IV e produz radiação de alta potência na gama dos ultravioletas que são comprimentos de onda ionizantes. Deste modo, deverá sempre haver um extremo cuidado para evitar contacto directo ou indirecto com a radiação. Entre os cuidados, destacam-se:

- Sempre que o laser estiver ligado, utilizar óculos com factor de protecção adequado para os 244 nm e para os 488 nm. Estes óculos deverão possuir também protecção lateral por causa da radiação por dispersão.
- Mesmo com óculos de protecção, não olhar directamente para o feixe laser.
- Evitar trabalhar com os olhos no mesmo plano do laser
- Verificar sempre se as ordens elevadas de difracção da máscara de fase estão devidamente bloqueadas.
- Proteger com material não dispersivo todos os elementos que, sujeitos à radiação UV, a possam dispersar, principalmente os componentes metálicos.
- Manter o local suficientemente arejado para evitar a acumulação do ozono formado devido à ionização do ar pela radiação UV.

4.3.2 Montagem experimental

Todos os componentes do sistema de gravação estão aparafusados a uma mesa óptica da empresa TMC com 300×60 cm de dimensões. Por sua vez, esta mesa está posicionada sobre uma outra mesa óptica da TMC com 200×100 cm. Esta mesa encontra-se suspensa através de ar comprimido para minimizar as perturbações

mecânicas. Além disso, todo o conjunto encontra-se protegido de poeiras e vibrações de ar por uma caixa de acrílico.

O diagrama de funcionamento e a montagem experimental estão representados nas Figura 4.6 e 4.7.

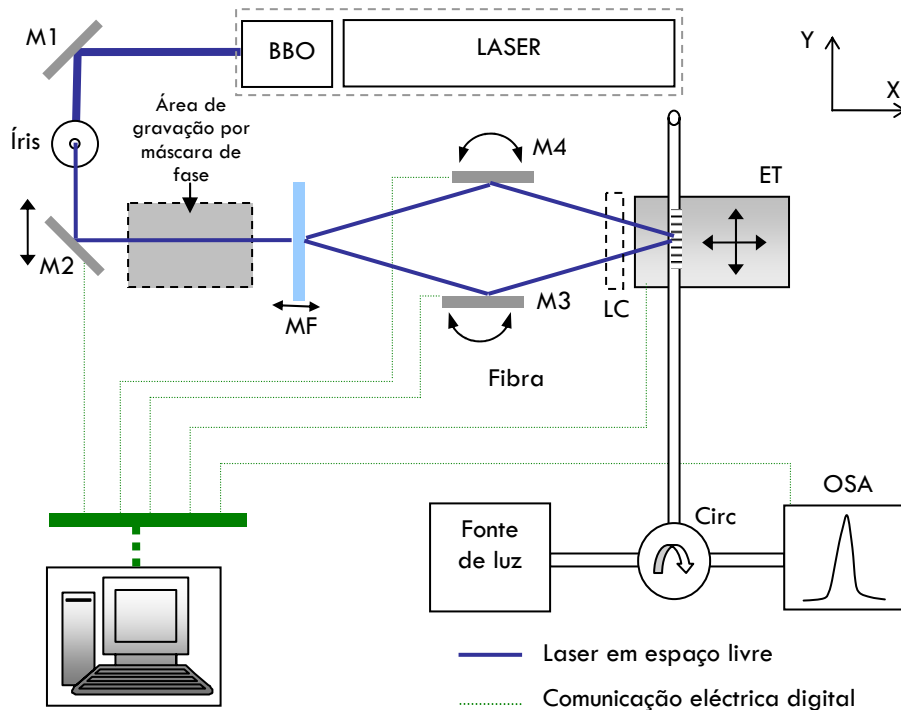


Figura 4.6 – Diagrama ilustrativo do sistema de gravação pelo método interferométrico. Legenda: M1: espelho fixo; M2: espelho acoplado a um posicionador com translação segundo Y; M3 e M4: espelhos com rotação no plano XOY; ET: estágio de translação; LC: lente cilíndrica opcional; Circ: circulador óptico; OSA: analisador de espectros ópticos; MF: máscara de fase.

O feixe UV, depois de reflectido pelo espelho M1, é filtrado espacialmente através de uma íris. Este componente permite seleccionar apenas a zona de maior potência que possui um perfil de intensidade aproximadamente gaussiano, melhorando substancialmente a qualidade do feixe. De seguida, é reflectido pelo espelho M2 orientado a 45° com o feixe. Este espelho está acoplado a um estágio motorizado de translação linear da Newport, modelo M-MFN25CC, com movimento contínuo ao longo de um curso máximo de 25 mm e resolução de 55 pm. Este posicionador permite transladar o feixe ao longo do eixo dos Y de forma a percorrer toda a

largura da máscara de fase. Desde que o ângulo de incidência na máscara se mantenha, o padrão de franjas de interferência será o mesmo, independentemente da posição do feixe. Teoricamente seria possível gravar redes até 25 mm de comprimento contudo, devido à largura limitada dos espelhos M3 e M4, o comprimento máximo das redes é ≈ 15 mm.

O suporte da máscara de fase foi desenvolvido para permitir um ajuste manual do ângulo da máscara em relação ao plano vertical, da inclinação e da posição segundo o eixo X. Depois da máscara de fase, todas as ordens são bloqueadas, excepto as ordens -1 e +1 (Figura 4.7). Por questões de segurança, também as ordens contrapropagantes são bloqueadas.

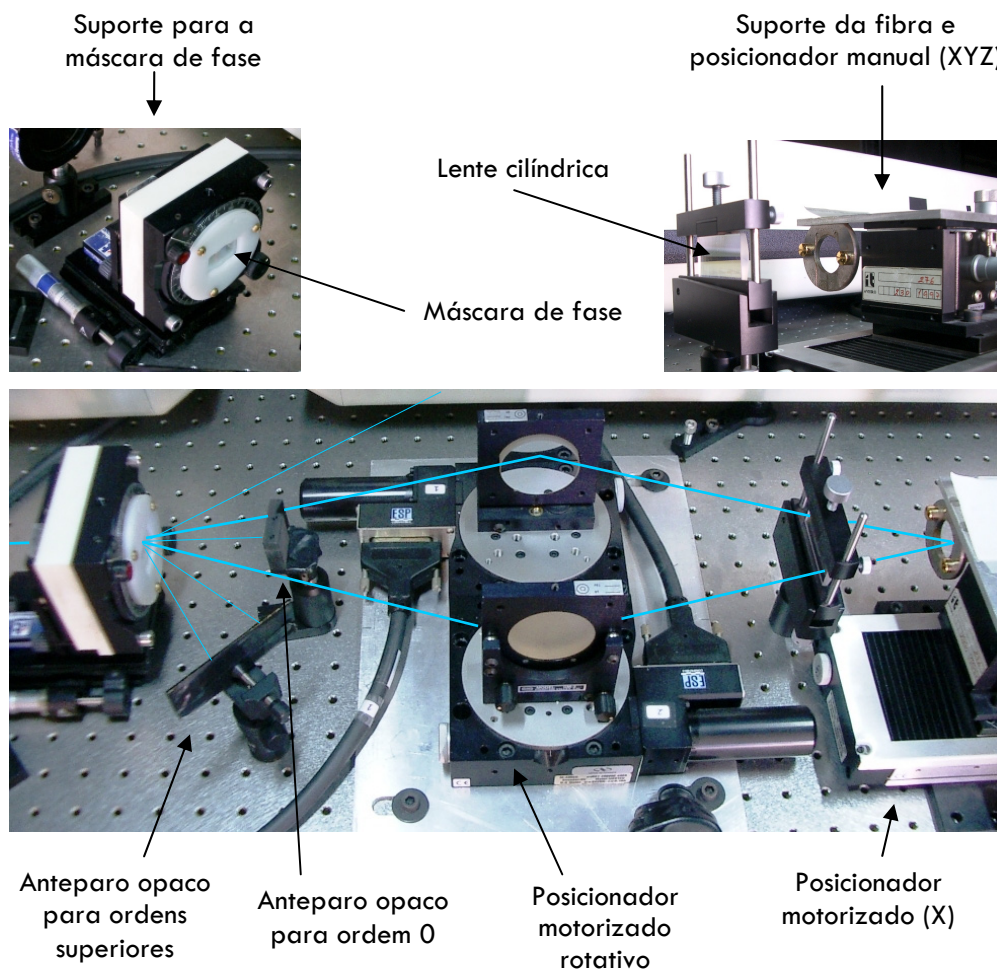


Figura 4.7 – Montagem experimental do interferómetro com máscara de fase. É também representado o percurso óptico do feixe UV.

Cada um dos espelhos do interferómetro está acoplado a um posicionador motorizado rotativo da Newport, modelo M-495CC, com movimento contínuo e uma resolução de 1×10^{-3} graus. O suporte da fibra está acoplado a um posicionador manual de três dimensões (X, Y e Z) para um alinhamento fino da fibra. Por sua vez, o posicionador manual está acoplado a um estágio motorizado de translação linear da Newport, modelo M-UTM100CC.1DD, com movimento contínuo num curso máximo de 100 mm e com uma resolução de 100 pm. Este estágio move-se segundo o eixo X para que a fibra seja colocada na zona de sobreposição das duas ordens em função dos ângulos dos espelhos rotativos. Caso se pretenda gravar estruturas complexas baseadas em redes de Bragg (ex: superestruturas, codificadores temporais, etc.) com dimensões superiores a 15 mm, o estágio pode ser rodado a 90° para que o movimento se faça segundo o eixo Y. Neste caso, a colocação da fibra no ponto de sobreposição dos feixes é efectuada manualmente. Entre a fibra e os espelhos rotativos poderá ser colocada, opcionalmente, uma lente cilíndrica para maximizar a densidade de potência.

Em alternativa à gravação por interferómetro, é possível gravar directamente por máscara de fase (Figura 4.8).

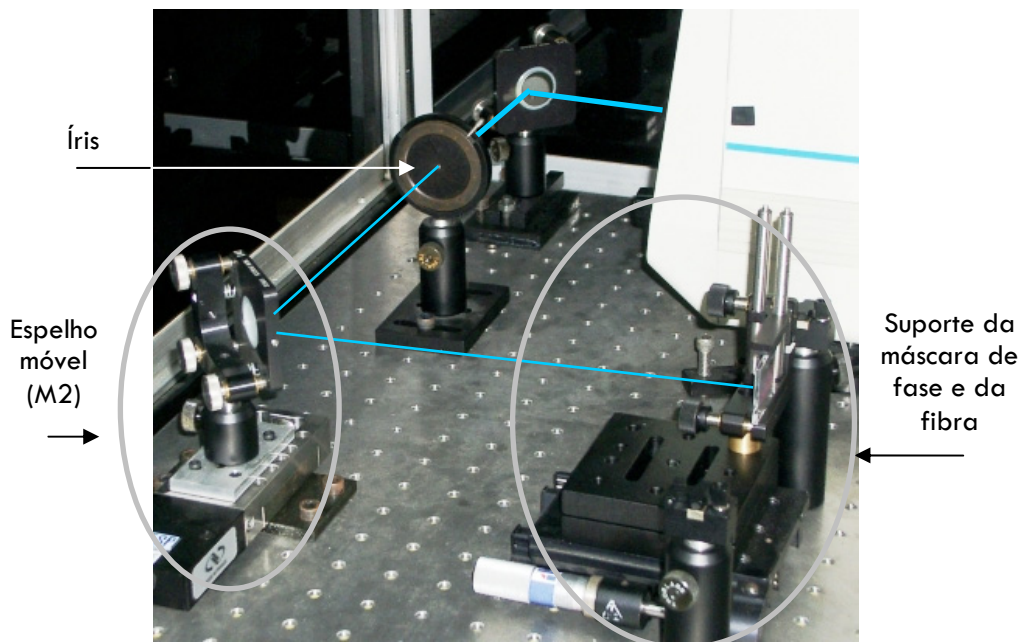


Figura 4.8 – Montagem experimental utilizada para a gravação por varrimento por máscara de fase. A azul é representado o percurso óptico do feixe UV.

Para cada máscara de fase existe um suporte, especialmente desenhado para o efeito, com base magnética (Figura 4.9). Este suporte encaixa numa base fixa na mesa óptica depois do espelho M2 (área a tracejado marcada na Figura 4.6). Deste modo, com um suporte superior para cada máscara de fase, o processo de troca entre máscaras de fase ou entre diversos métodos de gravação é feito de forma simples e instantânea, mantendo sempre os mesmos alinhamentos.

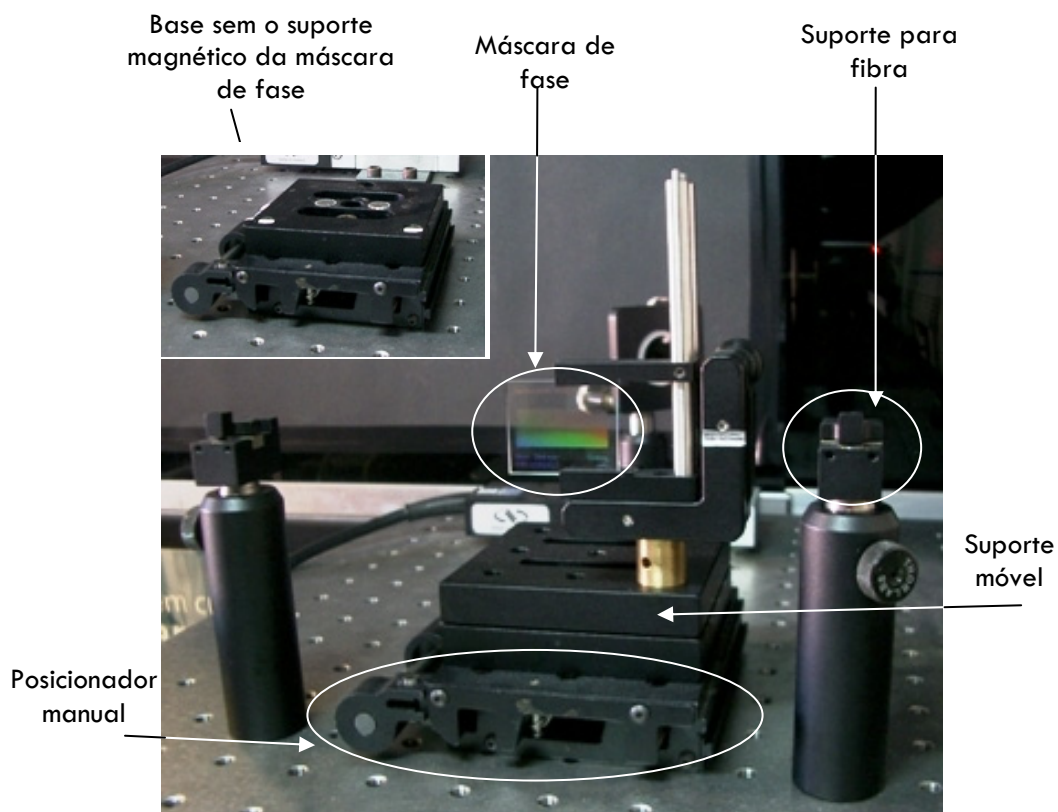


Figura 4.9 – Pormenor do suporte da máscara de fase.

Com esta montagem experimental, é possível gravar redes de Bragg ou estruturas baseadas em redes de Bragg até uma dimensão máxima de 25 mm (curso máximo do estágio de translação linear acoplado ao espelho M2).

4.3.3 Modelo do sistema de gravação interferométrico

Uma das vantagens do método de gravação de redes de Bragg por interferómetro é a sua elevada flexibilidade. Para maximizar as capacidades do sistema, optou-se

por controlá-lo totalmente por computador. Assim, foi desenvolvido um modelo teórico da montagem experimental, para que este possa ser implementado num *software* de controlo de todos os posicionadores.

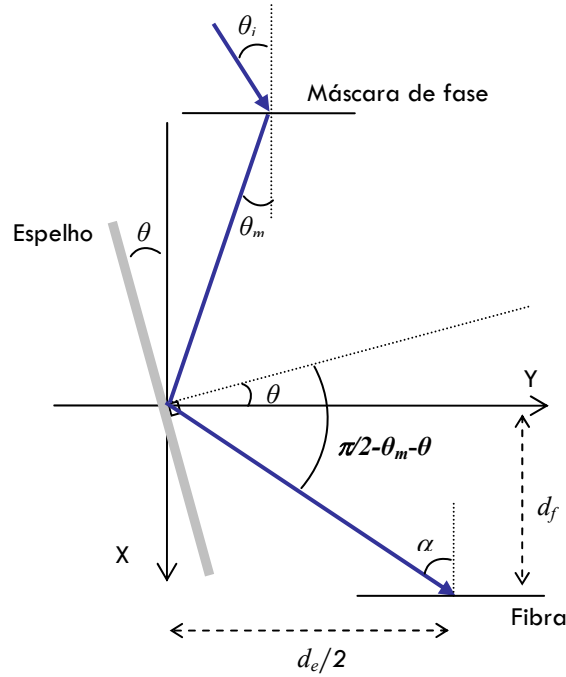


Figura 4.10 – Representação dos ângulos envolvidos no percurso óptico de um dos lados do interferómetro. d_e : distância entre espelhos; d_f : distância entre a fibra e os espelhos, projectada no eixo X.

Neste caso, interessava determinar a dependência do comprimento de onda de gravação dos parâmetros físicos dos elementos que compõem a montagem. Para isso, foi analisada a dependência do ângulo de incidência na fibra, α , com o ângulo do espelho M3 em relação ao eixo X (θ). Analogamente, o estudo também é válido para o espelho M4. Neste caso, tendo em conta a simetria do sistema, o ângulo do espelho M4 terá que ser $\theta' = -\theta$. Por uma questão de simplicidade de linguagem, a partir de agora será apenas referido o ângulo θ .

Analisando a Figura 4.10, conclui-se que α pode ser descrito como

$$\alpha = \theta_m + 2\theta \quad (4.4)$$

Por outro lado, da equação para as redes de difracção dada em (2.13), considerando $m = 1$ e assumindo uma incidência normal ($\theta_i = 0$), fica

$$\theta_m = \arcsin\left(\frac{\lambda_{UV}}{\Lambda_{MF}}\right) \quad (4.5)$$

Utilizando as equações (4.4) e (4.5) na equação (4.2) fica

$$\begin{aligned} \lambda_{Bragg} &= 2\left(n_{eff} + \overline{\delta n_{eff}}\right)\Lambda \\ &= \frac{\left(n_{eff} + \overline{\delta n_{eff}}\right)\lambda_{UV}}{\sin\left[\arcsin\left(\frac{\lambda_{UV}}{\Lambda_{MF}}\right) + 2\theta\right]} \end{aligned} \quad (4.6)$$

Note-se uma vez mais que, n_{eff} é o índice de refração da fibra sem exposição por UV. Pela análise de (4.6), verifica-se que, se os espelhos estiverem paralelos ao eixo X ($\theta = 0$), o comprimento de onda de gravação é o mesmo que o comprimento de onda de uma rede gravada directamente pela máscara de fase, tal como tinha sido referido anteriormente.

Igualmente importante é a determinação do incremento mínimo de comprimentos de onda com que se consegue gravar em função da resolução angular dos espelhos rotativos. Esse valor pode ser calculado a partir de

$$\begin{aligned} \frac{d\lambda_{Bragg}}{d\theta} &= \frac{-2\left(n_{eff} + \overline{\delta n_{eff}}\right)\lambda_{UV} \cos\left[\arcsin\left(\frac{\lambda_{UV}}{\Lambda_{MF}}\right) + 2\theta\right]}{\sin^2\left[\arcsin\left(\frac{\lambda_{UV}}{\Lambda_{MF}}\right) + 2\theta\right]} \\ &= -2\lambda_{Bragg} \cot\left[\arcsin\left(\frac{\lambda_{UV}}{\Lambda_{MF}}\right) + 2\theta\right] \end{aligned} \quad (4.7)$$

ou seja,

$$\Delta\lambda_{Bragg} = -2\lambda_{Bragg} \cot \left[\arcsin \left(\frac{\lambda_{UV}}{\Lambda_{MF}} \right) + 2\theta \right] \Delta\theta \quad (4.8)$$

No caso de valores de θ próximos de zero, temos

$$\Delta\lambda \approx -2\lambda_{Bragg} \cot \left[\frac{\lambda_{UV}}{\Lambda_{MF}} + 2\theta \right] \Delta\theta \quad (4.9)$$

Sempre que o ângulo dos espelhos é alterado, a zona de sobreposição das duas ordens também varia. Como se pretende um interferómetro totalmente automático, é necessário corrigir a distância d_f (ver Figura 4.10) de forma automática para manter a fibra sempre no ponto de sobreposição. Esse valor depende da distância entre os espelhos, d_e , e é dado por

$$\begin{aligned} d_f &= \frac{\cot(\theta_m + 2\theta)d_e}{2} \\ &= \frac{\cot \left[\arcsin \left(\frac{\lambda_{UV}}{\Lambda_{MF}} \right) + 2\theta \right]}{2} \end{aligned} \quad (4.10)$$

Tendo em conta (4.10), a correcção a aplicar à distância por cada variação de ângulo ($\Delta\theta$) pode ser calculada por

$$\Delta d_f = \frac{-d_e}{\sin^2 \left[\arcsin \left(\frac{\lambda_{UV}}{\Lambda_{MF}} \right) + 2\theta \right]} \Delta\theta \quad (4.11)$$

As expressões (4.6) a (4.11) permitem criar um modelo teórico que pode ser utilizado num *software* de controlo dos motores do sistema. A Figura 4.11 representa graficamente o comprimento de onda de gravação em função de θ e a respectiva correcção a efectuar na posição da fibra no eixo X, em relação ao ponto de

sobreposição quando $\theta=0^\circ$. Para os cálculos, utilizou-se a distância entre os espelhos do sistema, $d_e = 57.5$ mm, e o período de uma das máscaras de fase disponíveis, $\Lambda_{MF} = 1053.9$ nm.

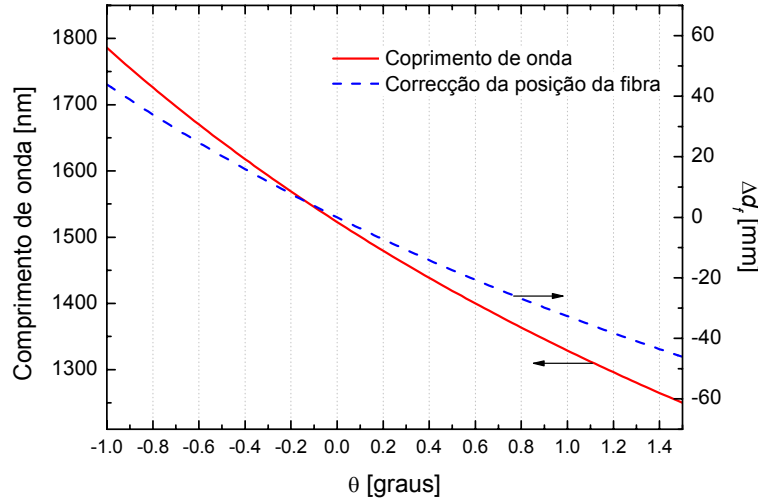


Figura 4.11 – Comprimento de onda e correção da posição da fibra no eixo X para diferentes valores de θ . Parâmetros da simulação: $\Lambda_{MF} = 1053.9$ nm; $d_e = 57.5$ mm.

Verifica-se que uma pequena alteração nos ângulos dos espelhos origina uma diferença considerável no comprimento de onda de gravação. No caso da montagem experimental considerada, basta variar os ângulos dos espelhos entre -1 e 1 graus para que o comprimento de onda varie entre 1.3 a 1.8 μm . Considerando o incremento mínimo dos posicionadores rotativos, será possível gravar redes de Bragg com incrementos de $\approx \pm 0.23$ nm. A correção a efectuar na posição da fibra, no eixo X, para cada incremento mínimo nos posicionadores rotativos é $\approx \pm 0.4$ μm , valor perfeitamente dentro da resolução do posicionador da fibra. Por outro lado, também se verifica que o curso máximo do posicionador da fibra (± 50 mm) permite gravar redes com comprimentos de onda com diferenças de ± 200 nm do comprimento de onda central.

Para que este modelo pudesse ser validado e utilizado num *software* de controlo automático do sistema de gravação, efectuaram-se uma série de gravações de redes de Bragg para diferentes ângulos. Para cada uma das redes registou-se, além dos

ângulos dos espelhos, o comprimento de onda do máximo de reflectividade. A colocação da fibra no ponto de sobreposição dos feixes foi efectuada manualmente e o respectivo ajuste, em função do ângulo dos espelhos, registado. Optou-se por utilizar uma fibra fotossensível da Fibercore modelo PS1250/1500, em vez de uma fibra hidrogenada, para que a difusão de hidrogénio não influenciasse o estudo. O índice de refração da fibra foi calibrado previamente através de uma gravação por máscara de fase e é $n_{eff} = 1.445$. O comprimento de onda do máximo de reflexão em função de θ e os respectivos valores teóricos são mostrados na Figura 4.12.

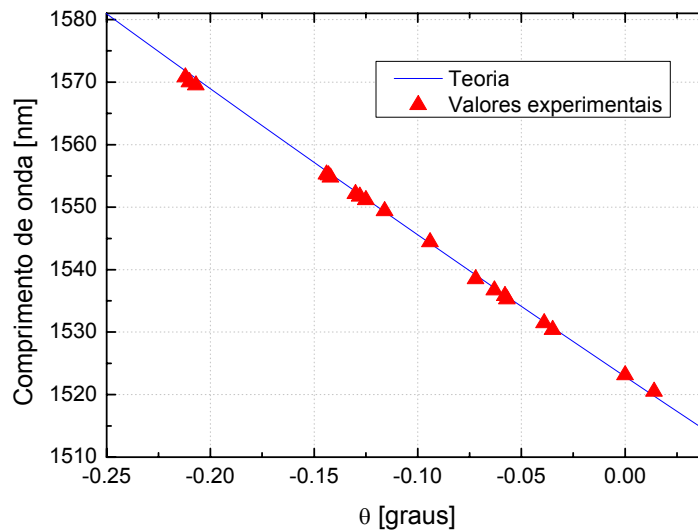


Figura 4.12 – Comparação do comprimento de onda central das redes gravadas com o valor teórico.

Os resultados experimentais estão perfeitamente de acordo com os valores teóricos, viabilizando a automatização do posicionamento dos espelhos. Note-se que, para cada fibra é necessário calibrar o índice de refração para que o modelo forneça resultados correctos. Também poderão ocorrer algumas flutuações nos valores de gravação em função de variações na temperatura ambiente.

Os resultados relativos à correcção manual da posição da fibra no eixo X, e os respectivos valores teóricos, são mostrados na Figura 4.13.

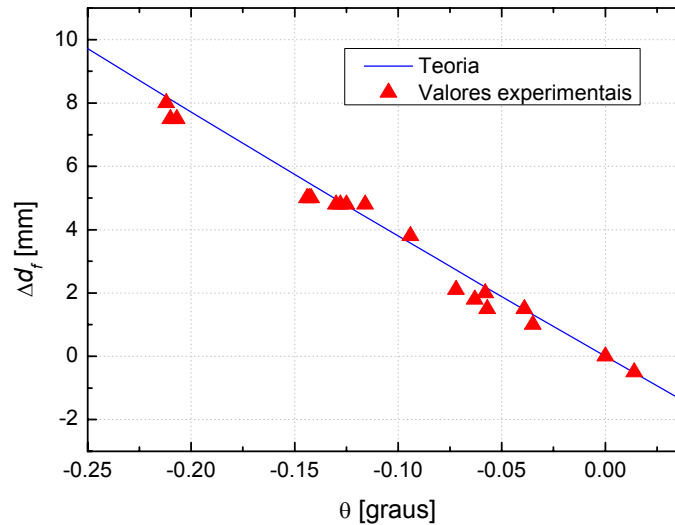


Figura 4.13 - Comparação da correcção da posição da fibra com o valor teórico.

Mais uma vez se comprova que o modelo se adequa à montagem experimental. No gráfico há uma aparente maior dispersão entre os valores teóricos e os experimentais, comparativamente com a dispersão das medidas dos comprimentos de onda. Provavelmente essa dispersão não será real, uma vez que o ajuste foi efectuado manualmente com os respectivos erros humanos associados, ou seja, poderão não corresponder aos valores de ajuste ideais. Mesmo assim, as diferenças no posicionamento no eixo X são inferiores a 0.7 mm, o que não é muito significativo, tendo em conta a projecção ortogonal dos feixes no eixo Y e o diâmetro de cada feixe. A título de exemplo, um erro de 0.7 mm no posicionamento no eixo X, considerando gravação com espelhos paralelos e uma máscara de fase com período 1068 nm, equivale a um desfasamento, na posição das duas ordens no eixo Y, de 0.3 mm. Assim, tendo em conta os resultados experimentais obtidos e a sua correspondência com o modelo teórico, optou-se por implementar um *software* de controlo da gravação das redes totalmente automático.

4.3.4 Software de controlo do sistema de gravação

Devido à inexistência de produtos “chave-na-mão” na altura da escrita desta dissertação, para controlar um sistema de gravação de redes de Bragg, optou-se por

desenvolver um *software* que permitisse controlar de forma automática o processo de gravação. O *software* foi implementado na plataforma de programação gráfica Labview™ (Figura 4.14).

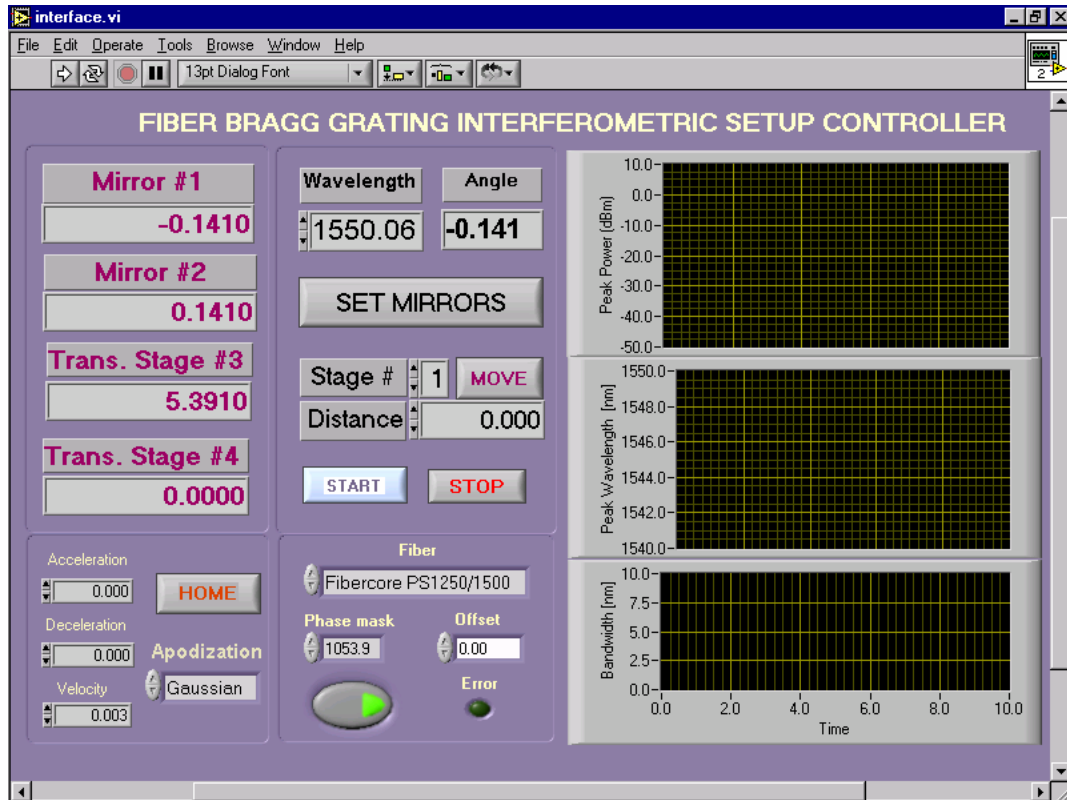


Figura 4.14 – Imagem da interface do programa implementado para o controlo automatizado do sistema de gravação.

A monitorização do crescimento das redes de Bragg é efectuada em tempo real. Para isso, utiliza-se um analisador de espectros, um circulador óptico e uma fonte de luz na zona espectral de interesse, de acordo com a montagem experimental da Figura 4.6. Como o analisador de espectros está ligado ao computador de controlo, podem ser registados, em tempo real, os espectros de reflexão ou de transmissão durante o crescimento (Figura 4.15).

Além dos espectros, são também registados o máximo de reflexão, o respectivo comprimento de onda e a largura de banda da rede (Figura 4.16).

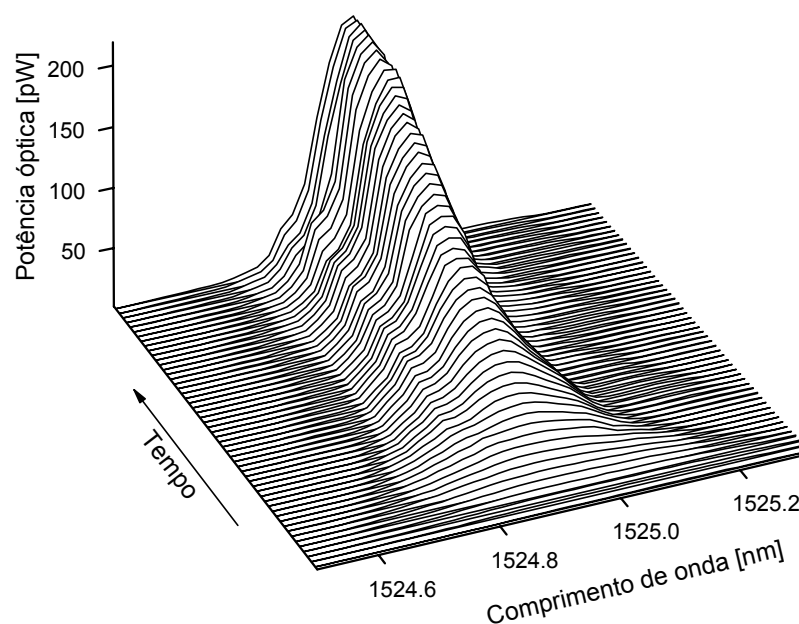


Figura 4.15 - Evolução do crescimento de uma rede de Bragg ao longo do tempo.

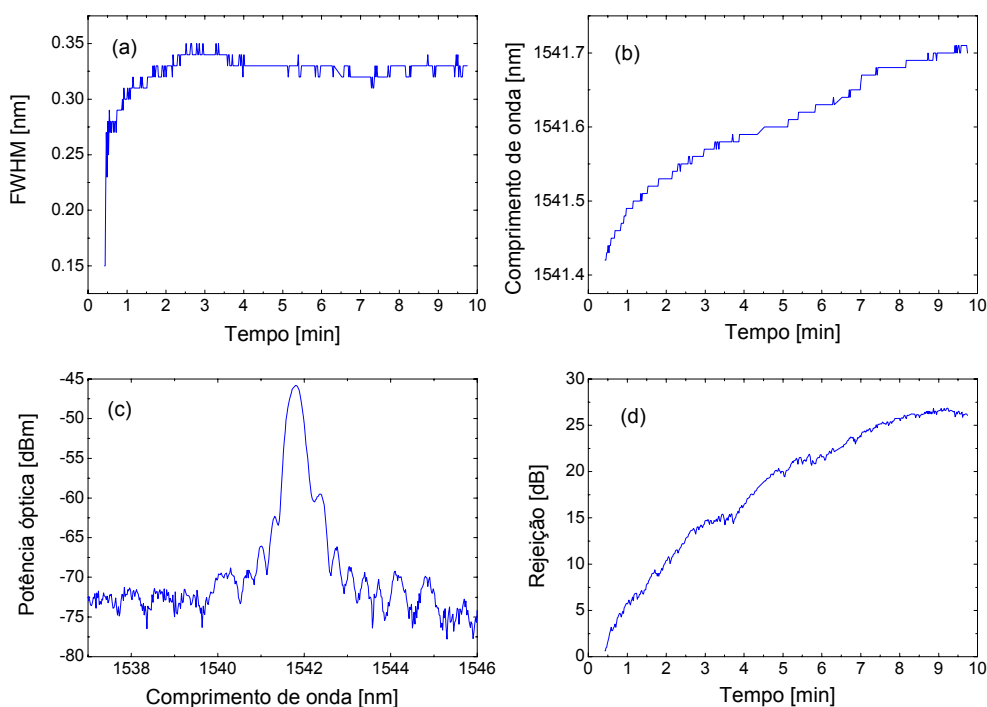


Figura 4.16 – Registo de uma gravação de uma rede de Bragg pelo método interferométrico. (a) Largura de banda a meia altura (FWHM), (b) comprimento de onda do máximo de reflexão, (c) espectro de reflexão, (d) rejeição da rede (diferença entre o máximo de reflexão e o patamar médio de ruído).

4.3.4.1 Alteração das características das redes a gravar

A montagem experimental permite gravar redes de Bragg com possibilidade de ajuste de diferentes características para além do comprimento e do comprimento de onda central. Em geral, as redes gravadas sem varrimento possuem um perfil de apodização intrinsecamente gaussiano, devido ao perfil de intensidade aproximadamente gaussiano do feixe UV. Contudo, caso se opte por gravação com varrimento, a apodização pode ser definida através do controlo da velocidade do movimento do posicionador do espelho M2 (ver Figura 4.6). Aumentando ou diminuindo a velocidade em cada ponto, o tempo de exposição também aumenta ou diminui, com influência directa na amplitude de modulação. Como é óbvio, apodizações que dependam de alterações na visibilidade, como as apodizações com compensação DC, não são possíveis com este tipo de implementação.

Caso se pretenda gravar redes com aperiodicidade pode-se utilizar uma máscara de fase com uma aperiodicidade predefinida. Neste caso, o comprimento de onda central pode ser definido através do ângulo dos espelhos sem influenciar a aperiodicidade. Caso se utilize a gravação por interferometria com varrimento, a rede resultante já possui uma apodização intrínseca, devido à função de sobreposição das duas ordens [Floreani02]. Note-se que, caso a máscara de fase fosse uniforme, a função de sobreposição seria um valor constante ao longo do eixo da fibra. Também é possível gravar redes aperiódicas ajustando o ângulo dos espelhos e a posição da fibra no eixo X, enquanto se move o feixe laser, embora este método não produza resultados com a mesma qualidade tendo em conta os posicionadores disponíveis. Além das redes aperiódicas, também é possível a gravação de superestruturas e cavidades ressonantes através do controlo do espelho M2 ou do posicionador da fibra.

4.4 Resultados experimentais

Nesta secção são apresentados e discutidos alguns resultados experimentais referentes aos dois sistemas de gravação implementados: interferométrico e por

máscara de fase. No caso do primeiro, tal como foi discutido, a grande vantagem é a sua flexibilidade na escolha do comprimento de onda de Bragg. Este método também permite gravar redes com varrimento. Contudo, como foi referido anteriormente, devido a limitações nas dimensões dos espelhos do interferómetro, o comprimento máximo de uma rede gravada por este método é 15 mm. A gravação por máscara de fase, apesar de ser um método prático, não tem muita flexibilidade no comprimento de onda de gravação. No entanto, permite gravar redes até 25 mm de comprimento (utilizando o varrimento) com implicações naturais na reflectividade e na largura de banda.

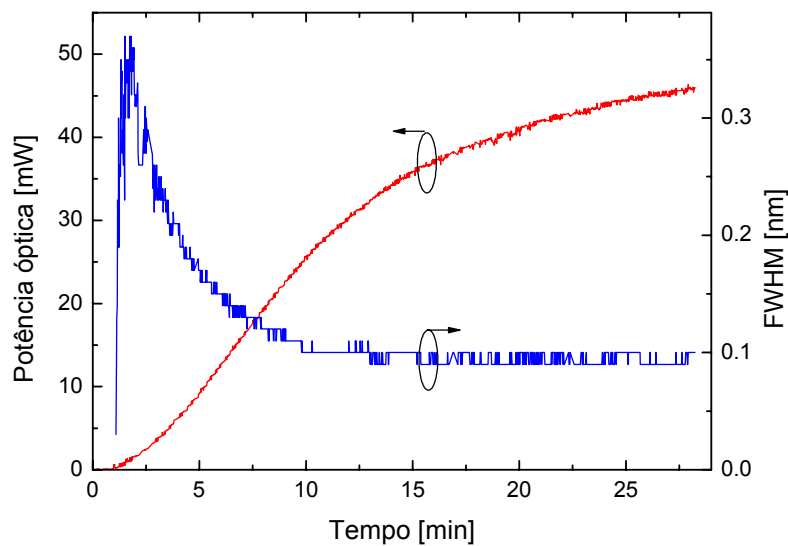


Figura 4.17 – Evolução temporal da largura a meia altura e do máximo de reflexão de uma rede gravada por varrimento da máscara de fase.

A Figura 4.17 mostra a evolução temporal da largura a meia altura (FWHM) e do valor da potência do máximo de reflexão de uma rede de Bragg gravada por varrimento da máscara de fase com um comprimento de 25 mm. Verifica-se que, a partir dos 10 minutos de gravação, a largura de banda se mantém aproximadamente constante. Como se trata de uma gravação por varrimento, significa que a largura de banda deixa de ser dependente do comprimento da rede. Este é um comportamento típico de uma rede forte, tal como foi referido no capítulo anterior. A rede apresentada foi gravada com uma velocidade de varrimento

constante de 0.015 mm/s durante 25 mm e o respectivo espectro de reflexão é mostrado na Figura 4.18.

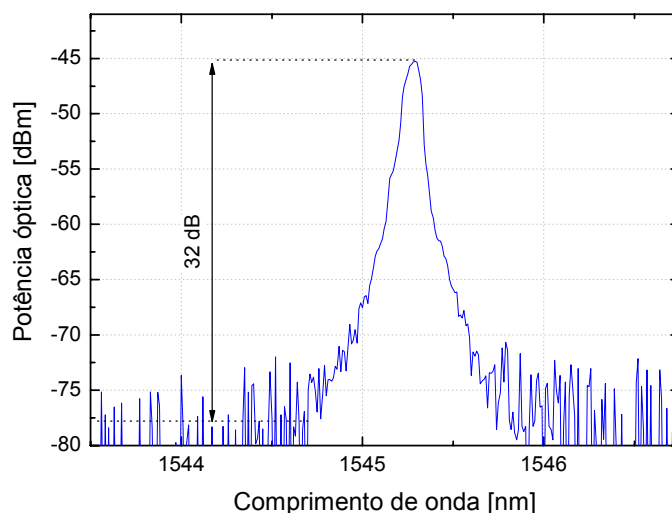


Figura 4.18 – Espectro de reflexão de uma rede de Bragg gravada pelo método da máscara de fase com varrimento com 25 mm de comprimento. Largura de banda a meia altura da rede: <0.1 nm.

Para que os métodos (interferométrico e máscara de fase, com e sem varrimento) possam ser comparados, foram gravadas quatro redes, uma para cada método, em condições de potência e exposição idênticas. Na Figura 4.19 é mostrada a reflectividade em função do desvio ao comprimento de onda de máximo de reflexão. A reflectividade foi normalizada para facilitar a comparação.

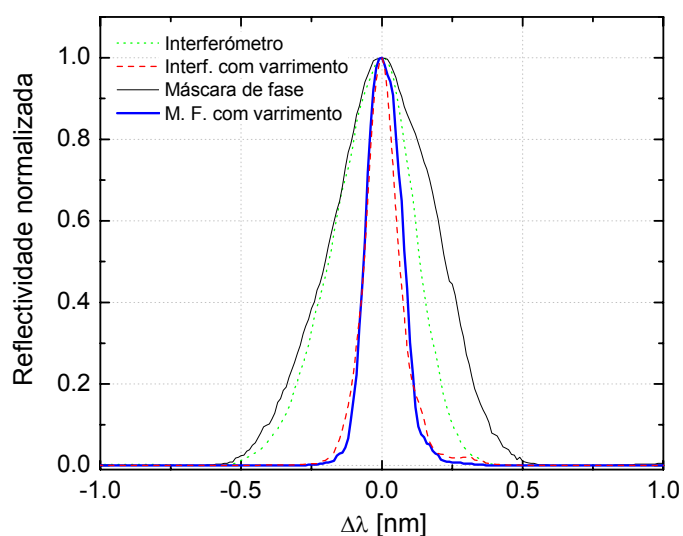


Figura 4.19 – Reflectividade das redes em função do desvio em relação a λ_{Bragg} .

Analisando a Figura 4.19, verifica-se que as redes produzidas por varrimento apresentam reflectividades idênticas. Na Tabela 4.1 são resumidas algumas das características das redes gravadas, assim como as características de gravação.

Parâmetro	Máscara de fase	Máscara de fase com varrimento	Interferómetro	Interferómetro com varrimento
λ_{Bragg} [nm]	1524.6	1524.6	1544.34	1544.00
FWHM [nm]	0.42	0.15	0.3	0.11
Rejeição [dB]	-22	-26	-28	-30
Comprimento [mm]	≈ 3	10	≈ 5	11
Fibra	Fotossensível (Fibercore PS1250/1500)	Fotossensível Fibercore PS1250/1500	Fotossensível Fibercore PS1250/1500	Fotossensível Fibercore PS1250/1500
Pot. UV [mW]	90	90	90	90
Velocidade de varrimento [mm/seg]	0	0.02	0	0.02
Máscara de fase utilizada	$\Lambda_{\text{MF}}=1053.9$ nm (ADC)	$\Lambda_{\text{MF}}=1053.9$ nm (ADC)	$\Lambda_{\text{MF}}=1068.0$ nm (Ibsen Photonics)	$\Lambda_{\text{MF}}=1068.0$ nm (Ibsen Photonics)

Tabela 4.1 – Resumo dos parâmetros das redes gravadas e respectivas condições de gravação

Confirma-se que as redes gravadas por varrimento possuem maior rejeição de banda e menor largura de banda devido ao maior comprimento da rede.

No entanto, nem sempre interessa que a rede tenha uma largura de banda estreita. Em alguns casos, é importante que a largura de banda seja na ordem dos nanómetros. Para isso, é necessário efectuar uma sobreexposição ao UV e reduzir a abertura da íris para diminuir o comprimento da rede (Figura 4.20). Os melhores resultados obtêm-se com fibras hidrogenizadas. Quanto maior for o tempo e pressão de hidrogenização, maior será a largura de banda da rede, para o mesmo tempo de exposição.

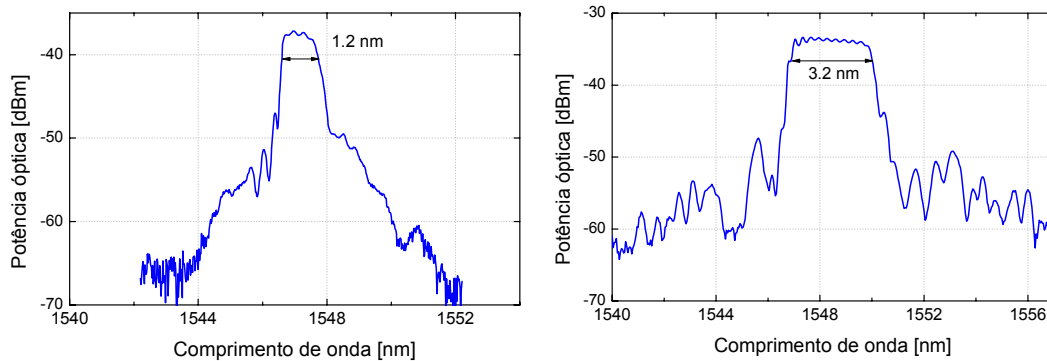


Figura 4.20 – Espectros de reflexão de duas redes gravadas em fibra fotossensível hidrogenizada a 100 bar durante 1 mês. A diferença na largura de banda está relacionada com diferentes tempos de exposição.

4.4.1 Crescimento de redes em fibra com elevada dopagem de germânio

Como foi referido anteriormente, apesar de haver um estudo intenso do crescimento das redes de Bragg em fibra óptica, ainda subsistem algumas dúvidas acerca dos mecanismos responsáveis pela formação destes dispositivos. As principais dúvidas surgem devido aos diferentes tipos de redes que existem e que foram descritas anteriormente. A Figura 4.21 mostra o crescimento de uma rede do tipo IIA gravada numa fibra não hidrogenizada com alta concentração de germânio (Fibercore SM1500 4.2/125).

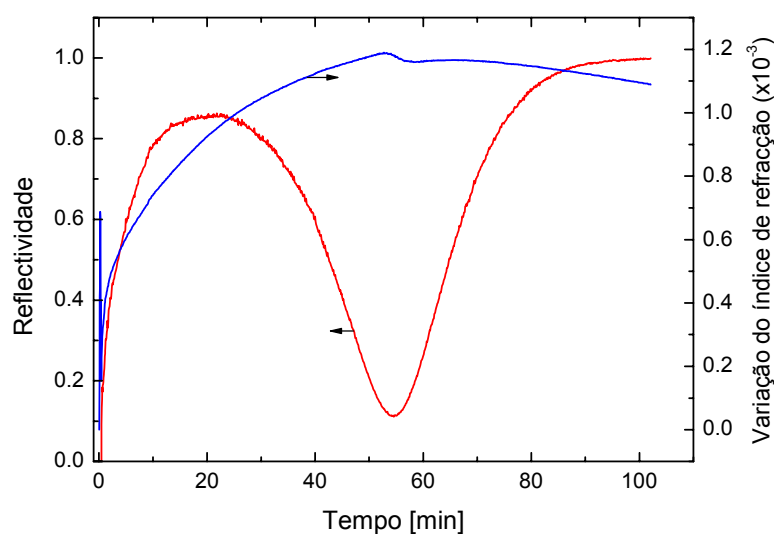


Figura 4.21 – Crescimento de uma rede de Bragg do tipo IIA [Lima03].

A gravação foi efectuada por máscara de fase com um laser pulsado de KrF a 248 nm, com uma fluência de 300 mJ/cm² por pulso e com uma taxa de repetição de 30 Hz. Este tipo de crescimento divide-se em três fases: na primeira, há um crescimento da rede, acompanhada de uma variação positiva do índice de refração; na segunda, a reflectividade começa a diminuir, acompanhada de uma variação positiva do índice de refração, mas com um ritmo menor; finalmente, na última fase, a rede volta novamente a crescer, mas desta vez, a variação do índice de refração é negativa. Em 1997, Liu *et al.* [Liu97] sugeriram um modelo de três níveis para explicar este tipo de comportamento em redes gravadas em fibra dopada com germânio. Segundo esse trabalho, a variação positiva do índice de refração resulta do aumento da população do nível 2 proveniente do nível 1. Por outro lado, a variação negativa resulta do aumento da população do nível 3, proveniente do nível 2. Em 2003, Ky *et al.* [Ky03] verificaram que a variação positiva do índice de refração estava relacionada com a compactação local do núcleo, enquanto que a variação negativa estava relacionada com a dilatação do mesmo.

Como também foi referido anteriormente, nas fibras hidrogenizadas não é normal ocorrer este comportamento. Em testes efectuados com fibras dopadas com boro e germânio, Liu *et al.* [Liu02] verificaram que nas fibras não hidrogenizadas era possível obter um crescimento do tipo IIA com exposição prolongada por um laser a emitir nos 244nm. No entanto, em fibras hidrogenizadas, apesar do crescimento observado ser idêntico ao das redes IIA em termos de reflectividade, o índice de refração apresentava um crescimento monótono ao longo de todo o processo. A variação do comprimento de onda do máximo de reflexão chegou a atingir 15 nm. Estas redes foram designadas por redes do tipo IA. Embora, na altura da escrita desta dissertação, ainda não haja uma explicação, nem sequer um modelo para este comportamento, essas redes foram associadas a redes gravadas com fibra hidrogenizada. No entanto, os resultados experimentais mostrados de seguida, revelam que não é necessário haver hidrogenização da fibra para que ocorra um crescimento semelhante.

Na Figura 4.22 é mostrada a evolução do índice de refração médio e a reflectividade de uma rede de Bragg gravada na mesma fibra que a utilizada na rede da Figura 4.21 (Fibercore SM1500 4.2/125). A gravação foi efectuada através do método interferométrico descrito neste capítulo. Utilizou-se uma lente cilíndrica para maximizar a potência incidente.

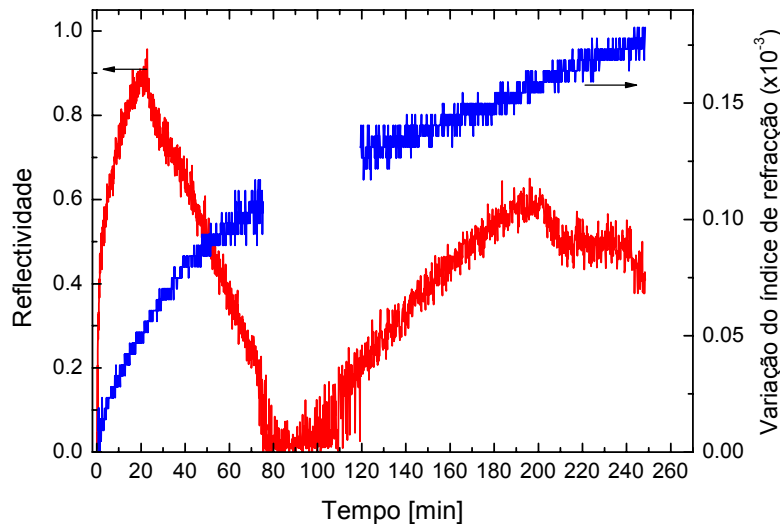


Figura 4.22 – Crescimento anómalo de uma rede de Bragg gravada em fibra com elevada concentração de germânio sem hidrogenização.

Como se pode observar, o crescimento é diferente do observado anteriormente com a mesma fibra, quando foi gravada com o laser pulsado de KrF a 248 nm. Este crescimento, que será referido como crescimento “anómalo”, é parecido com o crescimento do tipo IA observado por Liu contudo, a variação do índice de refração é muito inferior: a variação do comprimento de onda da rede foi de ≈ 0.3 nm. Foram gravadas outras redes, com a mesma fibra, utilizando outros métodos de gravação (máscara de fase, máscara de fase com varrimento) e os resultados foram idênticos. Também foi testada a gravação na mesma fibra com laser de Nd:Yag pulsado com quadruplicação de frequência (266 nm). Mais uma vez, os resultados foram idênticos aos da Figura 4.22. Contudo, se a fibra for hidrogenizada, o crescimento é diferente (Figura 4.23). O crescimento desta rede estará mais próximo do observado por Liu, uma vez que se nota um novo crescimento, apesar de lento, a partir dos 220 minutos. A variação do índice de refração também apresenta valores elevados, tal como o

das redes tipo IA. No entanto, o tempo de gravação é muito superior, o que poderá estar relacionado com a potência de gravação utilizada.

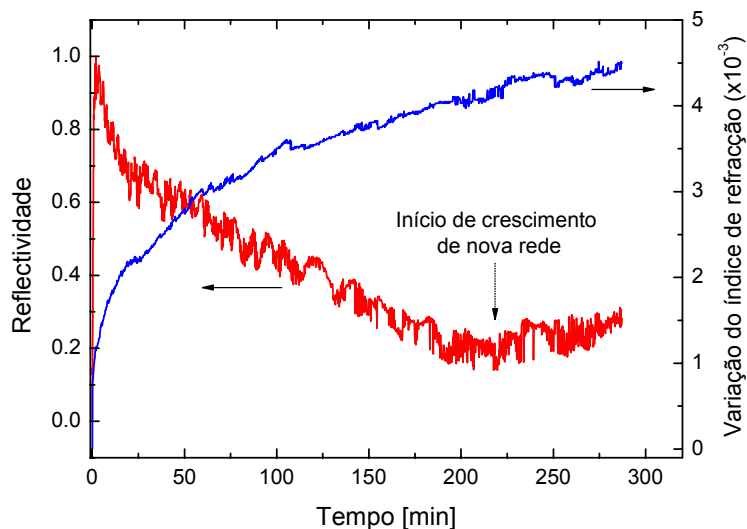


Figura 4.23 – Crescimento de uma rede de Bragg numa fibra com elevada dopagem de germânio e hidrogenizada durante 4 semanas com 100 bar de pressão de hidrogénio molecular.

O comportamento térmico das redes também apresenta algumas diferenças. Na Figura 4.24 é mostrada a evolução da reflectividade de 4 redes de Bragg com crescimentos distintos.

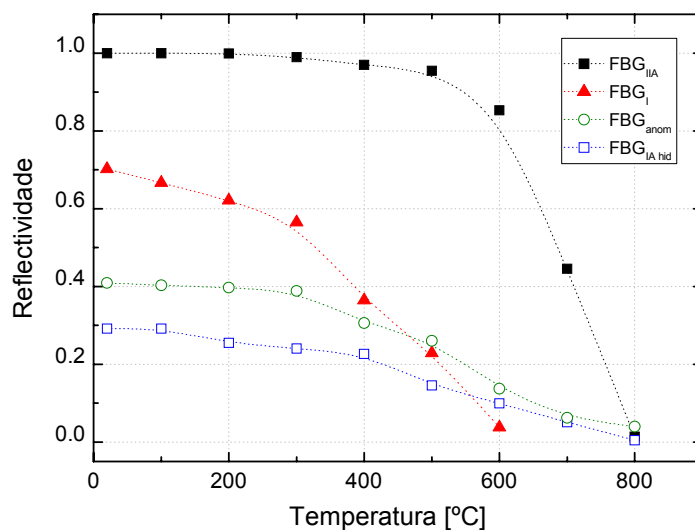


Figura 4.24 – Reflectividade de diferentes redes de Bragg em função da temperatura.

As medidas da reflectividade foram efectuadas a intervalos de 100 °C até 800 °C, com as redes colocadas num forno tubular. A FBG_{IIA} é a rede do tipo IIA com o

crescimento da Figura 4.21. A FBG_I é uma rede do tipo I, gravada na mesma fibra, mas com menor exposição. A FBG_{anom} é a rede com o crescimento anómalo registado na Figura 4.22. A $FBG_{IA\ hid}$ é a rede gravada em fibra hidrogenizada com o crescimento da Figura 4.23. Antes das medidas, a rede foi sujeita a um recozimento durante 4 horas a 90°C para remover o hidrogénio não ligado.

Se considerarmos 5 % como o limite aceitável de perda da reflectividade inicial, as temperaturas limite das quatro redes são 500°C para a FBG_{IIA} , 100°C para a FBG_I , 300°C para a FBG_{anom} e 150°C para a $FBG_{IA\ hid}$. Os resultados mostram que a FBG_{IIA} é a que apresenta maior estabilidade térmica, seguida pela FBG_{anom} . A $FBG_{IA\ hid}$ apresenta um limite de temperatura ligeiramente superior à FBG_I . A sensibilidade à temperatura destas redes também foi medida. Observou-se que as redes FBG_{IIA} e FBG_{anom} apresentaram valores similares: $13.8\text{ pm}/^\circ\text{C}$ e $13.7\text{ pm}/^\circ\text{C}$ respectivamente, enquanto que a rede FBG_I apresentou um valor ligeiramente inferior: $13.3\text{ pm}/^\circ\text{C}$. A rede $FBG_{IA\ hid}$ foi a que apresentou uma sensibilidade térmica menor, $11.4\text{ pm}/^\circ\text{C}$, tal como seria de esperar neste tipo de redes, devido ao maior índice de refração médio que advém de um maior tempo de exposição [Liu02].

Em função dos resultados obtidos, conclui-se que estamos perante quatro tipos de regime diferentes: tipo I, tipo IIA, tipo IA e um outro regime ainda não documentado com características entre o IIA e o IA. Contudo, os resultados apresentados não permitem concluir, nem de forma empírica, qual o motivo do crescimento da rede FBG_{anom} . Na altura da escrita desta tese, estavam a ser desenvolvidos outros métodos de análise, tais como medidas da absorção e de tensão local da fibra para que se possam retirar conclusões acerca dos fenómenos presentes.

4.5 Unidade de hidrogenização

A hidrogenização das fibras para a posterior gravação de redes é feita com recurso a uma unidade de hidrogenização desenvolvida em colaboração com a empresa *Air Liquide* (Figura 4.25), permitindo hidrogenizar fibras até 2 metros de comprimento.

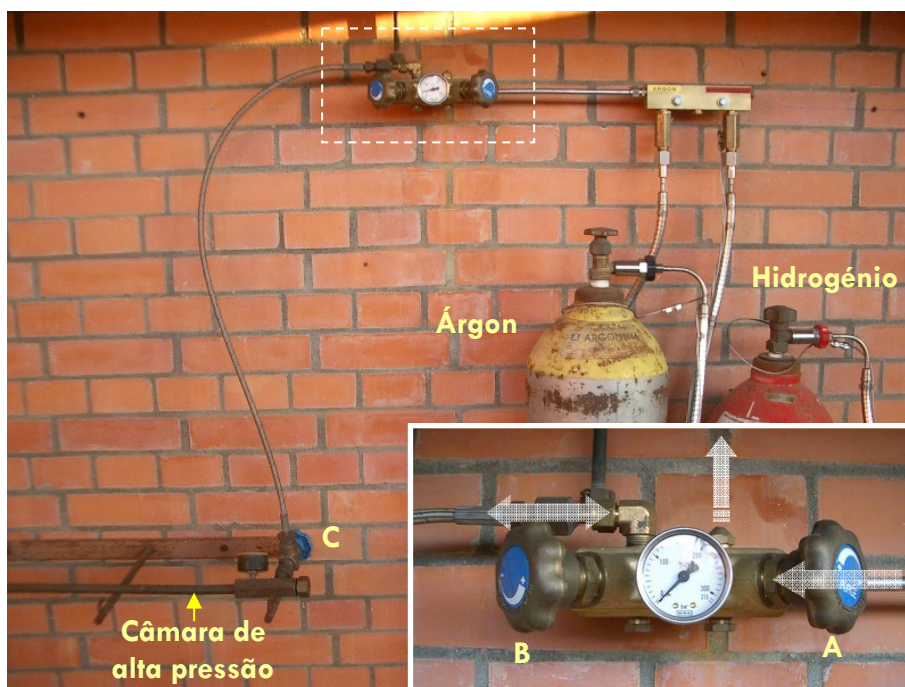


Figura 4.25 – Unidade de hidrogenização das fibras ópticas. A: Válvula de purga; B: Válvula de saída a consumo; C: Válvula de isolamento

Esta unidade permite pressões superiores a 200 bar. Tendo em conta a especificidade da utilização do hidrogénio, que é um gás classificado como extremamente inflamável (classificação F+), é necessário ter cuidados extremos de segurança, especialmente quando a operar a altas pressões. O hidrogénio pode formar uma mistura inflamável em concentrações entre 4 a 75 % de volume do ar. Por outro lado a chama é incolor e invisível tornando ainda mais importante o cumprimento das regras de segurança. A purga de todo o circuito, incluindo a câmara de alta pressão, é efectuada com árgon.

4.6 Conclusões

Neste capítulo, foram descritas algumas das principais técnicas de gravação de redes de Bragg. Também foi descrito de forma detalhada o sistema de gravação de redes de Bragg implementado no Departamento de Física da Universidade de Aveiro. O

sistema permite a gravação por quatro técnicas distintas: máscara de fase, máscara de fase com varrimento, interferómetro e interferómetro com varrimento. Todo o sistema é controlado por computador de forma automática, permitindo gravar com diferentes comprimentos de onda e com diferentes apodizações, de acordo com as características previstas. Foi também observado um novo tipo de regime de crescimento de redes de Bragg, embora os resultados preliminares ainda não permitam apresentar uma explicação fenomenológica do crescimento observado.

CAPÍTULO 5

Caracterização de redes de Bragg em fibra óptica

5.1 Introdução

O conhecimento da função de transferência de uma rede de Bragg tem uma importância fulcral, na medida em que permite prever o comportamento de aplicações baseadas em redes de Bragg tais como filtros compensadores de dispersão para ritmos de transmissão elevados ou, simplesmente, em sensores de temperatura. Neste capítulo são descritas as técnicas utilizadas e implementadas para a caracterização das diferentes redes produzidas e utilizadas nos dispositivos descritos nos capítulos seguintes. Assim, na secção 5.2 é descrito um método de determinação de alguns parâmetros das redes, através da análise do espectro de reflexão e/ou de transmissão. Caso se pretenda mais resolução, ou caso se pretenda conhecer o atraso de grupo induzido pela rede a caracterizar, pode-se utilizar uma técnica baseada num laser sintonizável, tal como a descrita na secção 5.3. Nas secções 5.4.1 e 5.4.2 são descritas as técnicas para a análise da sensibilidade das

redes de Bragg à temperatura e deformação longitudinal, respectivamente. Na secção 5.5 é descrito um método desenvolvido para a caracterização espacial de redes de Bragg. Esta técnica tem especial interesse em estruturas baseadas em redes de Bragg ou em redes aperiódicas. O método é baseado na pressão transversal pontual em diferentes pontos de uma rede de Bragg. Finalmente, na secção 5.6, é focado o caso particular da caracterização das redes HiBi. Uma análise detalhada de outras técnicas não utilizadas nesta tese pode ser facilmente encontrada em [Kashyap99] ou [Othonos99].

5.2 Análise do espectro de reflexão/transmissão

A forma mais simples de caracterizar uma rede de Bragg consiste em medir o espectro de reflexão e/ou de transmissão quando a rede é sujeita a incidência longitudinal por uma luz com largura de banda suficiente para analisar a rede. O método é esquematizado na Figura 5.1.

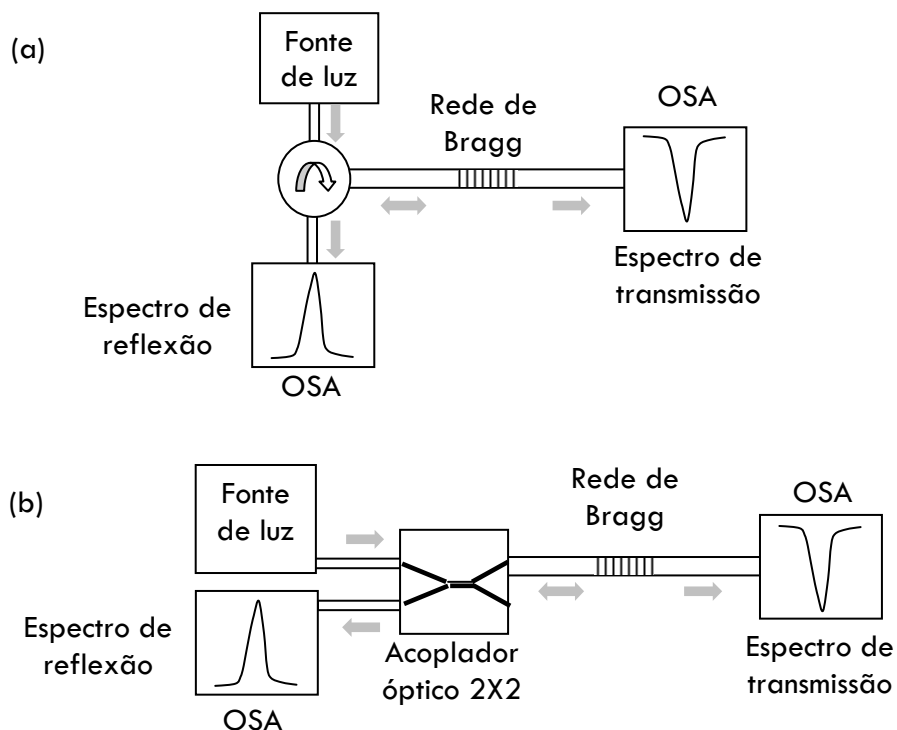


Figura 5.1 – Diagrama da montagem experimental utilizada para medir espectros de reflexão e transmissão de redes de Bragg: utilizando um circulador óptico (a) ou um acoplador óptico (b).

A fonte de luz pode ser um LED superluminescente com radiação na gama de comprimentos de onda da rede ou uma fonte de emissão espontânea amplificada (ASE) baseada em fibra de érbio com bombeamento externo.

Algumas das propriedades de uma rede de Bragg podem ser determinadas a partir dos parâmetros de gravação e/ou do espectro de reflexão/transmissão. Por exemplo, numa rede uniforme, o coeficiente de acoplamento, κL , pode ser calculado a partir da reflectividade máxima, R_{max} , por

$$\kappa L = \tanh^{-1} \left(\sqrt{R_{max}} \right) \quad (5.1)$$

Utilizando a equação (5.1) na equação (3.67), resulta a seguinte equação para determinar o valor do comprimento da rede, L , em função da distância entre os primeiros mínimos da rede:

$$L = \frac{2\lambda_{Bragg}\Lambda}{\Delta\lambda_{minimo}\pi} \sqrt{\left[\tanh^{-1} \left(\sqrt{R_{max}} \right) \right]^2 + \pi^2} \quad (5.2)$$

O valor de κ pode, assim, ser calculado utilizando a expressão (5.2) na expressão (5.1).

A Figura 5.2 mostra um exemplo deste tipo de caracterização, onde a reflectividade de uma rede de Bragg gravada por máscara de fase com varrimento é comparada com a respectiva simulação com os parâmetros extraídos do espectro. Como se pode observar, foi possível simular a rede utilizando dados obtidos com o espectro óptico. A ausência dos lóbulos laterais do espectro medido está relacionada com a resolução insuficiente do analisador de espectros utilizado. O método descrito apenas pode ser aplicado em redes de Bragg uniformes, no entanto, também é possível obter as características de outros tipos de redes de Bragg através da utilização de algoritmos de análise inversa [Feced99, Rosenthal03].

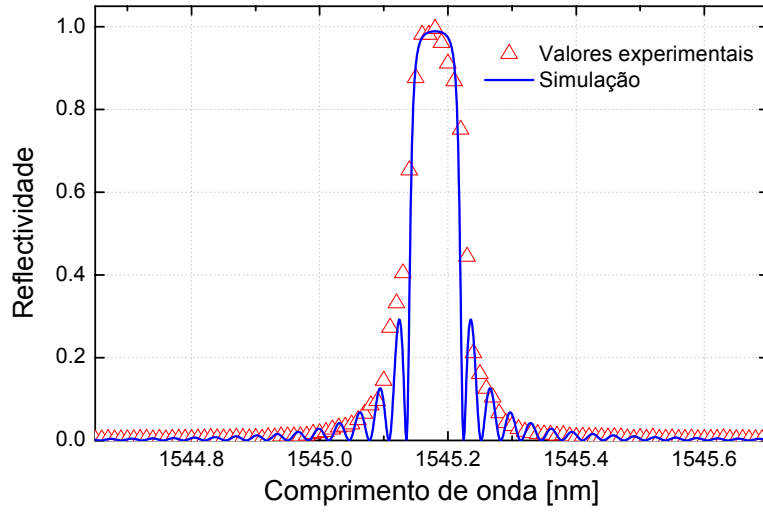


Figura 5.2 – Espectro da rede gravada por máscara de fase com varrimento e comparação com a simulação. Parâmetros da simulação: $\Delta n = 6.5 \times 10^{-5}$, $L = 25$ mm, $\lambda = 526.95$ nm.

5.3 Caracterização através de um laser sintonizável com modulação em amplitude

A análise espectral permite recuperar os parâmetros das redes uniformes e obter uma aproximação dos mesmos para outros tipos de redes. Contudo, no caso de aplicações bastante exigentes, como sejam a compensação da dispersão nas comunicações ópticas, é necessário conhecer com precisão o atraso de grupo induzido pela rede em função do comprimento de onda. Um dos métodos mais eficazes para efectuar este tipo de medida consiste na utilização de um laser sintonizável modulado a uma frequência f_{mod} , que é enviado na fibra para ser reflectido pela rede [Kashyap98b, Zaacks02]. O sinal reflectido é convertido para o domínio eléctrico e comparado com o sinal de modulação. Depois da devida calibração, a diferença de fase entre os dois sinais, $\Delta\phi_{\text{mod}}$, permite calcular o atraso de grupo induzido pela rede, τ , através de

$$\tau = \frac{\Delta\phi_{\text{mod}}}{360^\circ f_{\text{mod}}} \quad (5.3)$$

Uma das formas de implementação desta técnica é mostrada na Figura 5.3

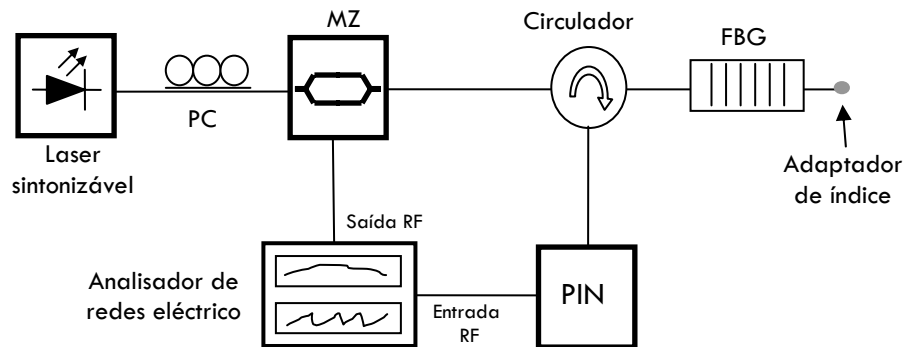


Figura 5.3 – Esquema do sistema de medida do atraso de grupo induzido pelas redes de Bragg. PC: Controlador de polarização; MZ: Modulador electroóptico; PIN: fotodíodo [André02].

É utilizado um laser sintonizável da Photonetics com uma largura de linha inferior a 100 KHz. A modulação é feita em intensidade por um modulador electroóptico em configuração Mach-Zehnder. A fonte do sinal eléctrico (RF) é um analisador de redes da HP, que também determina a fase relativa entre o sinal detectado e o sinal modulante. O processo é repetido para diferentes comprimentos de onda do laser até a gama de reflexão da rede ser totalmente varrida. Deste modo, obtém-se um registo do atraso de grupo em função do comprimento de onda da rede. Todo o processo é feito de forma automática através de controlo por computador [Mendes03]. A Figura 5.4 mostra a reflectividade e o atraso de grupo de uma rede aperiódica medidos através desta técnica.

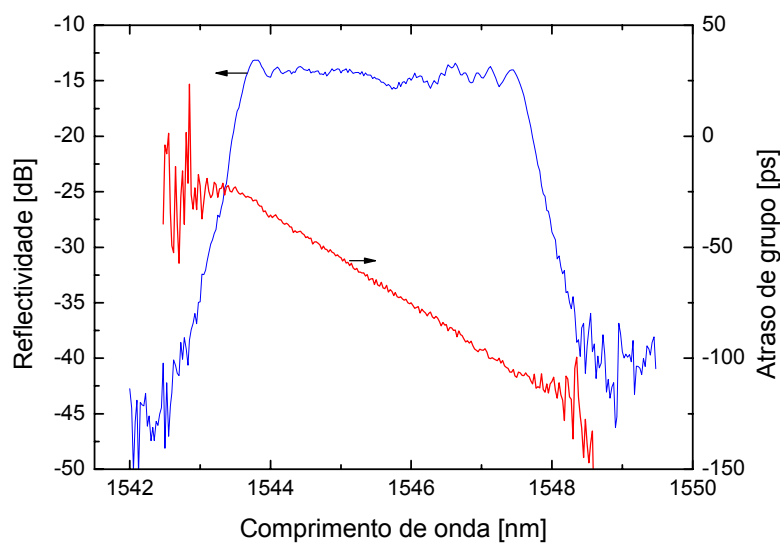


Figura 5.4 – Reflectividade e atraso de grupo de uma rede aperiódica.

O método também foi testado numa cavidade Fabry-Perot baseada em redes de Bragg, tal como se pode observar na Figura 5.5.

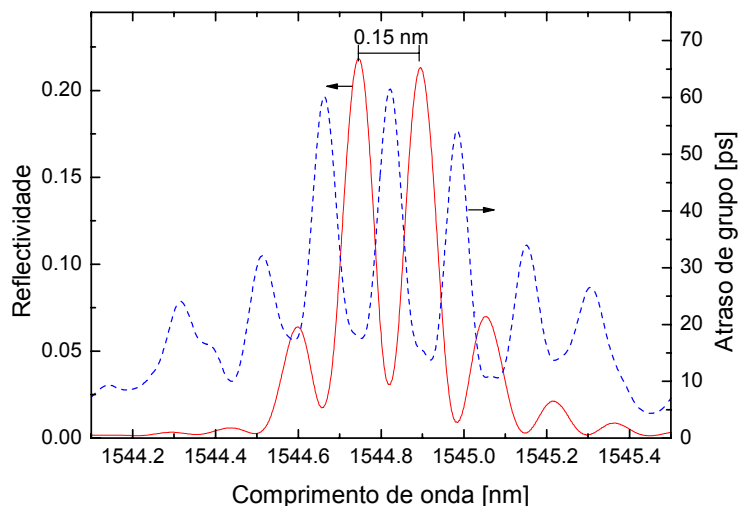


Figura 5.5 - Reflectividade e atraso de grupo de uma cavidade Fabry-Perot

Existem alguns aspectos a ter em atenção no uso deste método, em especial a escolha da frequência de modulação, que tem de ser feita de forma criteriosa. Quanto maior for a frequência, maior será a resolução temporal. No entanto, a resolução espectral será menor, devido à maior largura de linha do laser modulado. Uma frequência de modulação óptica demasiado elevada também não é aconselhável porque a medida fica mais sensível a variações de temperatura. Na maioria das medidas efectuadas com esta técnica utilizou-se uma frequência de modulação de 1 GHz com uma média de 128 pontos em cada medida. Neste caso, a resolução temporal e espectral são, respectivamente, 0.28 ps e 16 pm. Note-se a elevada resolução espectral potencial desta técnica, comparativamente com os analisadores de espectros comuns.

No sentido de averiguar a exactidão das medições efectuadas com esta técnica, optou-se por compará-las com as medidas obtidas por um equipamento comercial de reflectometria óptica no domínio da frequência (OFDR) da Luna Technologies. A técnica de OFDR é habitualmente utilizada na análise de dispositivos ópticos em fibra óptica e baseia-se na colocação do dispositivo a analisar num dos braços de um interferómetro em fibra óptica (Mach-Zehnder ou Michelson) [Eickhoff81, Huang94, Passy95, Weid97]. Pela análise das franjas de interferência é possível obter

informação acerca das características espaciais e espectrais do dispositivo [Ohn97, Froggatt02, Kieckbusch03]. A Figura 5.6 permite comparar a reflectividade de uma rede de Bragg medida através do método descrito nesta secção com a medida efectuada por OFDR. A rede foi gravada numa fibra fotossensível e hidrogenada com exposição prolongada.

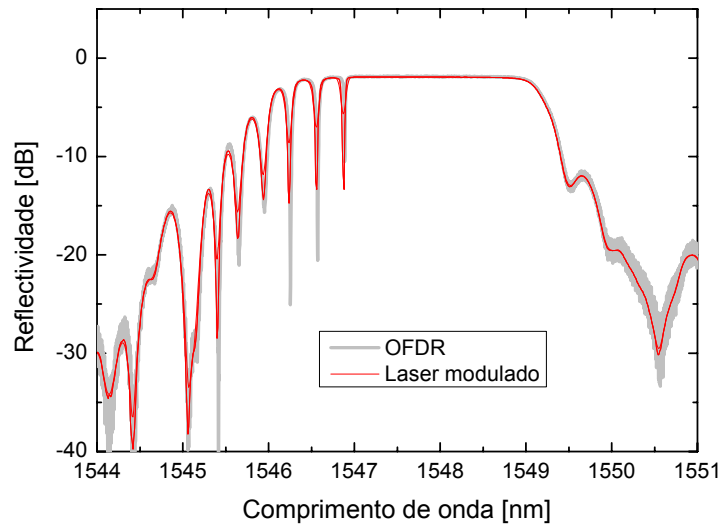


Figura 5.6 – Reflectividade de uma rede de Bragg medida através da técnica de OFDR e da técnica de modulação em amplitude de um laser sintonizável.

As medidas da Figura 5.6 mostram total concordância entre os dois métodos de medida viabilizando a utilização do laser modulado como analisador de espectros ópticos de elevada precisão.

5.4 Sensibilidade das redes de Bragg à temperatura e deformação

Além do conhecimento das propriedades espectrais, em algumas aplicações também é importante conhecer a sensibilidade das redes de Bragg a perturbações externas, como são as variações de temperatura ou perturbações mecânicas. Como os tensores fotoelástico e termo-óptico do vidro de sílica utilizado nas fibras ópticas não são nulos, qualquer uma dessas perturbações irá alterar o índice de refração da fibra. Por outro lado, tanto a tensão mecânica, como a temperatura, devido a compressão

ou dilatação, podem alterar o período da rede de Bragg. Assim, tendo em conta a condição de Bragg definida em (2.14), a variação do comprimento de onda de uma rede de Bragg em função de uma perturbação mecânica (ΔP) ou variação de temperatura (ΔT), pode ser expressa por

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_{Bragg} = & 2 \left[\Lambda \left(\frac{\partial n_{eff}}{\partial P} \right)_{T=cte} + n_{eff} \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial P} \right)_{T=cte} \right] \Delta P + \\ & + 2 \left[\Lambda \left(\frac{\partial n_{eff}}{\partial T} \right)_{P=cte} + n_{eff} \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right)_{P=cte} \right] \Delta T \end{aligned} \quad (5.4)$$

O primeiro termo da equação (5.4) representa o efeito da perturbação mecânica, enquanto que o segundo termo representa o efeito da variação de temperatura. A caracterização da sensibilidade à temperatura e à deformação longitudinal das redes de Bragg são descritas nas subsecções seguintes.

5.4.1 Caracterização da sensibilidade à temperatura

Considerando a rede sem perturbação mecânica ($\Delta P=0$), a alteração do comprimento de onda de Bragg em função da variação de temperatura pode ser escrita como

$$\Delta\lambda_{Bragg} = S_T \Delta T \quad (5.5)$$

onde

$$S_T = \lambda_{Bragg} (\alpha_\Lambda + \alpha_n) \quad (5.6)$$

é a sensibilidade à temperatura da rede de Bragg,

$$\alpha_\Lambda = \frac{1}{\Lambda} \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \quad (5.7)$$

representa o coeficiente de expansão térmica (para a sílica $\alpha_\Lambda \approx 0.55 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) e

$$\alpha_n = \frac{1}{n_{eff}} \left(\frac{\partial n_{eff}}{\partial T} \right) \quad (5.8)$$

é o coeficiente termo-óptico (para fibra de sílica dopada com germânio, $\alpha_n \approx 8.6 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$). Analisando os valores α_Λ e α_n , verifica-se que a maior contribuição para a sensibilidade térmica da rede de Bragg é devido à variação do índice de refração por efeito da temperatura. No caso de uma rede de Bragg gravada numa fibra comum dopada com germânio a sensibilidade calculada a 1550 nm a partir de (5.5) é aproximadamente $S_T \approx 14.2 \text{ pm}/^\circ\text{C}$.

Resultados experimentais

Os testes de sensibilidade foram efectuados com a rede em contacto com um elemento peltier. O contacto é feito através de uma massa térmica. É necessário cuidado para que a massa seja colocada uniformemente na fibra, para que não sejam desenvolvidos gradientes térmicos na mesma. O controlo da temperatura é efectuado com o auxílio de um termistor que é utilizado num circuito de realimentação para manter a temperatura desejada no peltier com uma precisão de $0.1 \text{ }^\circ\text{C}$.

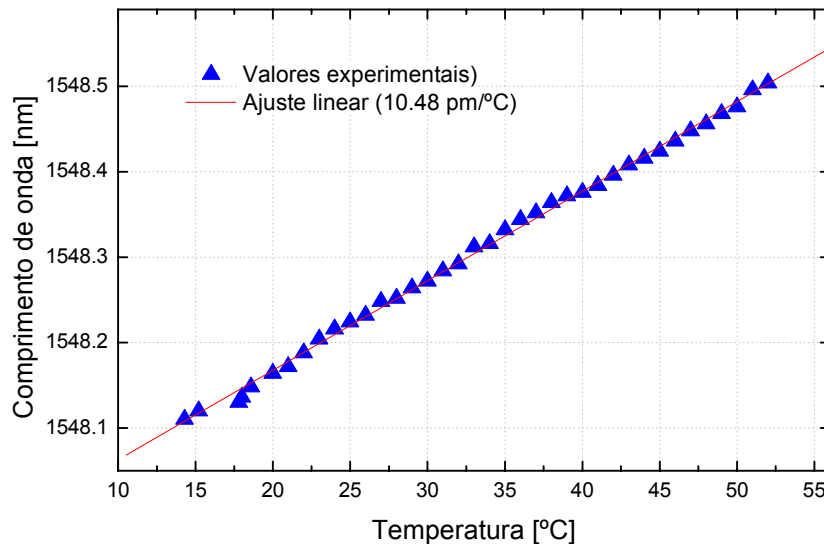


Figura 5.7 – Caracterização da sensibilidade à temperatura de uma rede de Bragg uniforme.

As medidas da caracterização de uma rede de Bragg gravada numa fibra fotossensível são mostrados na Figura 5.7. A sensibilidade à temperatura obtida foi $S_T = 10.48 \pm 0.08$ pm/°C. Note-se que a rede foi gravada numa fibra fotossensível (dopada com boro e germânio), pelo que é aceitável a diferença entre o valor medido e o valor calculado teoricamente para as fibras dopadas apenas com germânio.

5.4.2 Caracterização da sensibilidade à deformação longitudinal

No caso de uma deformação longitudinal e considerando a deformação a temperatura constante ($\Delta T=0$), a expressão (5.4) pode ser escrita como

$$\Delta\lambda_{Bragg} = S_{DL}\varepsilon_z \quad (5.9)$$

onde ε_z é a elongação relativa segundo o eixo z , da fibra, e S_{DL} é a sensibilidade à deformação longitudinal, dada por

$$S_{DL} = \lambda_{Bragg} (1 - p_e) \quad (5.10)$$

onde p_e é a constante fotoelástica efectiva, definida como

$$p_e = \frac{n_{eff}^2}{2} [p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})] \quad (5.11)$$

onde p_{11} e p_{12} são componentes do tensor fotoelástico e ν é o coeficiente de Poisson da fibra. Para uma fibra típica de germanosilicatos, $p_{11}=0.113$, $p_{12}=0.252$ e $\nu=0.16$ [Othonos99]. Utilizando estes valores em (5.11) e utilizando o p_e obtido em (5.10), obtém-se, para $n_{eff}=1.445$, uma sensibilidade de 1.2 pm por cada elongação relativa de 1μ ($\mu\varepsilon_z$).

Resultados experimentais

O método utilizado consistiu em segurar a fibra que contém a rede em dois pontos, de modo a que a rede esteja colocada no centro. Mantendo um dos pontos fixos, deslocando o outro e registando o comprimento de onda em função da elongação relativa da fibra, é possível obter o valor da sensibilidade à deformação transversal da fibra. Neste tipo de medidas é necessário haver algum cuidado no método utilizado para segurar a fibra, uma vez que se esta não estiver convenientemente fixa, pode escorregar e alterar as medidas. Uma das soluções é colar a fibra aos suportes. Em alternativa podem-se utilizar mangas termo-retrácteis que ficam solidárias com a fibra e tornam mais simples o processo de a segurar sem correr riscos de a partir.

Um exemplo de uma das medidas efectuadas pode ser observado na Figura 5.8 onde a medida experimental da sensibilidade à deformação foi $S_{DL}=1.12 \pm 0.01 \text{ pm}/\mu\epsilon_z$.

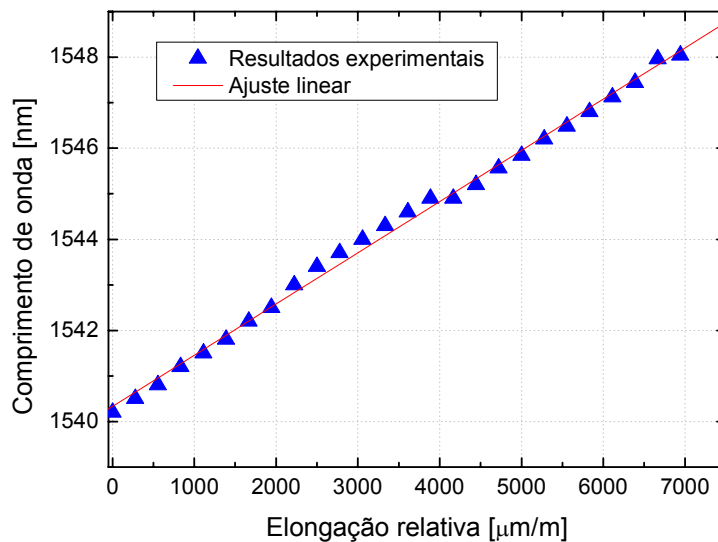


Figura 5.8 - Caracterização da sensibilidade à deformação longitudinal de uma rede de Bragg uniforme.

Observa-se uma boa aproximação entre o valor esperado, calculado anteriormente e o valor medido experimentalmente.

5.5 Caracterização por aplicação de pressão transversal

Devido ao grande crescimento do tráfego de telecomunicações, é necessário uma nova geração de estruturas baseadas em redes de Bragg, tais como as redes superestruturadas ou as cavidades Fabry-Perot. Para que se possa modelar completamente este tipo de dispositivos, é necessário conhecer o tipo de disposição espacial que possuem. Deste modo, foi desenvolvido um sistema de caracterização de estruturas baseadas em redes de Bragg utilizando pressão pontual, permitindo caracterizar com elevada precisão a distribuição espacial das redes de Bragg na estrutura. O método também pode ser utilizado para originar saltos de fase numa rede.

5.5.1 Teoria

É possível prever o comportamento de uma rede de Bragg, quando exposta a uma pressão transversal. Para isso, é necessário determinar qual a variação local, das propriedades da rede, induzida pela pressão. Neste caso, assumindo condições isotérmicas, e considerando que a expansão térmica da rede de Bragg é desprezável comparativamente com o efeito da pressão, pode-se escrever a variação do índice de refração da fibra, devido a uma pressão transversal, da seguinte forma (ver Apêndice B):

$$\left(\Delta n_{eff}\right)_x = -\frac{n_{eff}^3}{2Y} \left\{ (p_{11} - 2\nu p_{12}) \sigma_x + [(1-\nu) p_{12} - \nu p_{11}] [\sigma_y + \sigma_z] \right\} \quad (5.12)$$

para a polarização x e por

$$\left(\Delta n_{eff}\right)_y = -\frac{n_{eff}^3}{2Y} \left\{ (p_{11} - 2\nu p_{12}) \sigma_y + [(1-\nu) p_{12} - \nu p_{11}] [\sigma_x + \sigma_z] \right\} \quad (5.13)$$

para a polarização y. Onde Y é o módulo de Young da fibra óptica ($Y = 74.52$ GPa) e σ_x , σ_y e σ_z são as componentes de tensão nas direcções x, y e z,

respectivamente. As expressões (5.12) e (5.13) indicam que os índices de refração, para os dois eixos, sofrem variações diferentes devido à pressão aplicada, originando a ocorrência de uma birrefringência induzida pela pressão.

Se considerarmos uma distribuição de uma força, F , ao longo da rede de Bragg, as tensões nos eixos x e y num determinado ponto serão dadas por

$$\sigma_x(x, y) = \frac{-2F}{\pi L} \left\{ \frac{x^2(r_f + y)}{\left[x^2 + (r_f + y)^2 \right]^2} + \frac{x^2(r_f - y)}{\left[x^2 + (r_f - y)^2 \right]^2} - \frac{1}{2r_f} \right\} \quad (5.14)$$

$$\sigma_y(x, y) = \frac{-2F}{\pi L} \left\{ \frac{(r_f + y)^2}{\left[x^2 + (r_f + y)^2 \right]^2} + \frac{(r_f - y)^2}{\left[x^2 + (r_f - y)^2 \right]^2} - \frac{1}{2r_f} \right\} \quad (5.15)$$

onde $0 \leq |x| \leq |r_f|$ e $0 \leq |y| \leq |r_f|$ e r_f é o raio da fibra (Figura 5.9).

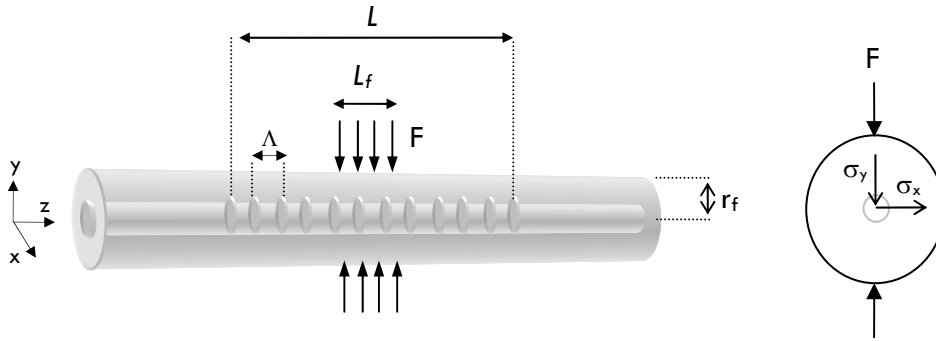


Figura 5.9 – Esquema de uma fibra sujeita a uma força distribuída ao longo de um comprimento L_f . À esquerda: vista longitudinal; à direita: vista transversal.

Por outro lado, considerando que $\partial\Lambda/\partial P = \Lambda\varepsilon_z$, a variação do período pode ser descrita por

$$\Delta\Lambda = \frac{\Lambda}{Y} \left[\sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y) \right] \quad (5.16)$$

Se a carga aplicada for diametral sobre uma fibra simétrica circular, e considerando que o comprimento da fibra é muito superior ao diâmetro desta, a fibra estará sobre um estado plano de deformação ($\varepsilon_z = 0$). Assim,

$$\sigma_z = \nu(\sigma_x + \sigma_y) \quad (5.17)$$

Estas expressões permitem modelar totalmente a aplicação de uma pressão transversal numa rede de Bragg. A Figura 5.10 mostra a variação no comprimento de onda do máximo de reflexão para as polarizações x e y numa rede uniforme sujeita a uma força transversal linear. Note-se que a alteração no comprimento de onda é maior para o eixo x do que para o eixo y. Isso advém directamente da geometria do problema e das propriedades mecânicas e fotoelásticas da fibra.

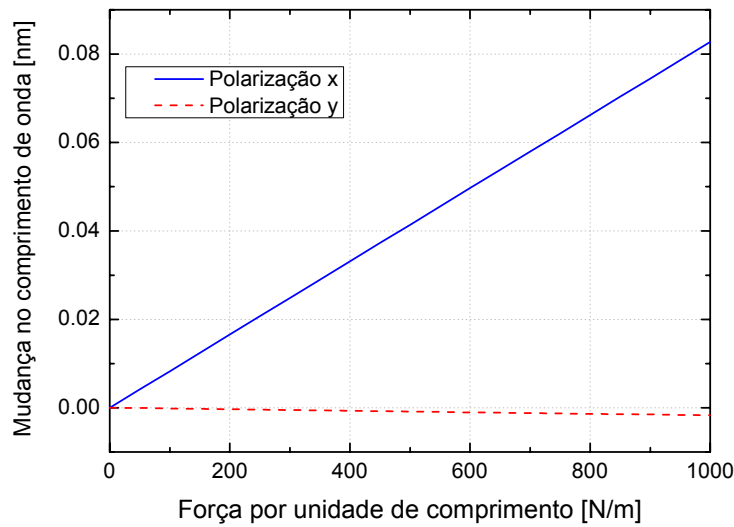


Figura 5.10 – Alteração no comprimento de onda de reflexão numa fibra óptica de $125 \mu\text{m}$ de diâmetro, quando sujeita a uma força distribuída num estado plano de deformação.

Caso se pretenda simular o efeito de uma pressão pontual numa rede de Bragg, assumindo que a rede é uniforme, pode-se utilizar o método da matriz de transferência. Assim, excluindo o caso em que a pressão pontual é efectuada próximo das extremidades da rede, são utilizadas três secções adjacentes com comprimentos $S_1 = z_f - L_f/2$, L_f e $S_2 = L - S_1 - L_f$, onde L é o comprimento da rede e z_f é a distância do ponto de aplicação da pressão a uma das extremidades da rede (Figura 5.11).

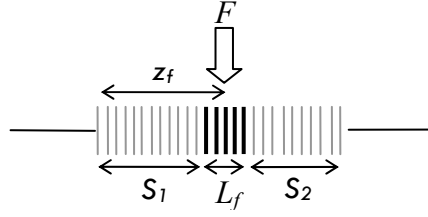


Figura 5.11 – Esquema da divisão da rede de Bragg em três secções.

Excluindo o caso em que a pressão pontual é efectuada nas extremidades da rede, as secções destas mantêm as mesmas características, exceptuando o comprimento, da rede sem perturbação. A secção sujeita a perturbação é simulada com as alterações calculadas pelas expressões definidas anteriormente.

Para minimizar a distância L_f de pressão e, conseqüentemente, melhorar a resolução de análise, é conveniente que o objecto que aplica a força tenha dimensões reduzidas. Em alternativa, pode-se optar por utilizar um cilindro ou uma esfera. Deste modo, dependendo da força, a área de contacto pode ser quase pontual.

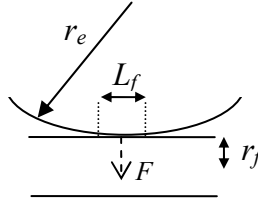


Figura 5.12 – Representação da zona de contacto com a fibra de uma esfera com raio r_e .

Se uma esfera de raio $r_e \gg r_f$ aplicar uma força, F , transversal à fibra (Figura 5.12), o comprimento longitudinal da zona pressionada pode ser calculado utilizando o modelo desenvolvido em [Matos01]:

$$L_f \approx \sqrt[3]{16r_e \frac{F}{Y}} \quad (5.18)$$

Para esta aproximação, assume-se que a fibra mantém o volume original na zona pressionada e que o alongamento é constante ao longo do eixo da fibra. A

dependência do comprimento de contacto com a força aplicada é mostrada na Figura 5.13.

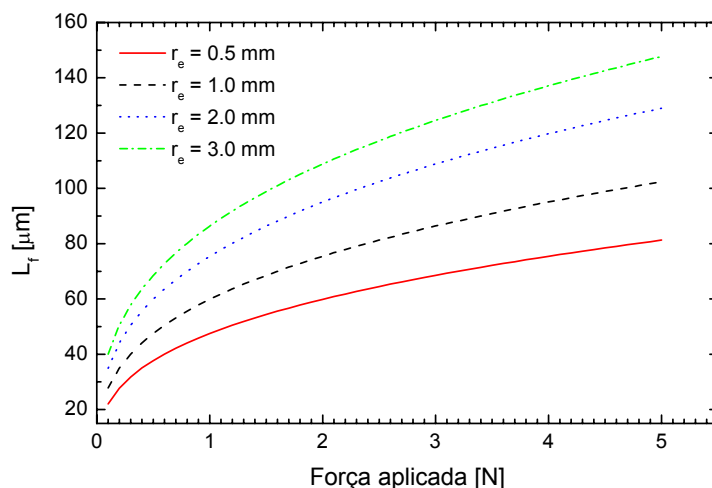


Figura 5.13 – Comprimento de contacto em função da força aplicada e do raio da esfera.

Com base neste gráfico, é possível escolher a força e o raio da esfera a utilizar na pressão pontual, em função da resolução espacial desejada.

5.5.2 Parte experimental

O diagrama da montagem experimental utilizada para aplicação de pressão pontual é mostrado na Figura 5.14. O método implementado consiste na utilização de um braço mecânico controlado por computador e acoplado a uma célula de carga. Este braço permite aplicar uma força vertical, determinada previamente, com uma precisão de 0.1 N. Na extremidade do braço foi colocada uma ponta de prova esférica de aço inoxidável para permitir uma pressão pontual na fibra. A fibra é presa a um estágio de rotação que permite alterar o ângulo de pressão, particularmente útil nas fibras altamente birrefringentes. As fibras são colocadas sobre um V-Groove com uma altura inferior a 125 μm , que é o diâmetro das fibras utilizadas na caracterização. Por sua vez, o V-Groove está acoplado a um estágio de translação, permitindo que a força aplicada seja efectuada em diferentes pontos da fibra, de forma sequencial, com uma precisão de 5 μm (Figura 5.15).

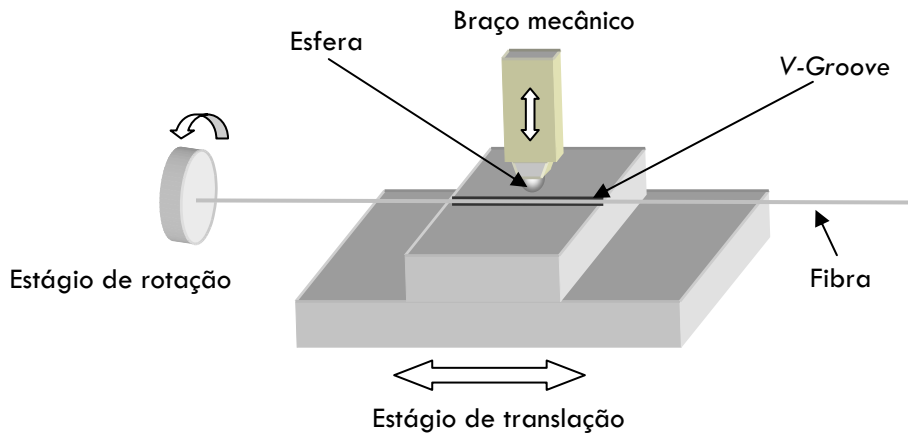


Figura 5.14 – Diagrama do método de caracterização por pressão pontual

Para cada posição da fibra, durante a pressão pontual, é registrado o espectro de reflexão ou de transmissão. De seguida, um software desenvolvido para o efeito analisa toda a sequência de espectros para determinação posterior dos parâmetros da estrutura.

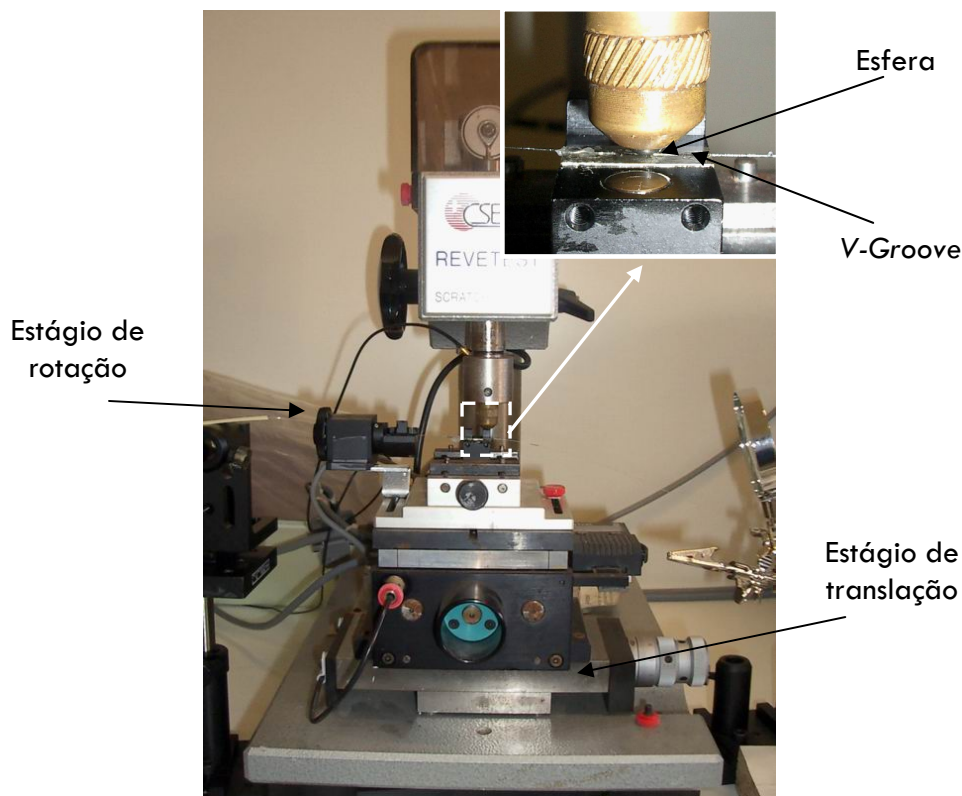


Figura 5.15 – Montagem experimental do sistema implementado para caracterização de redes de Bragg por pressão pontual.

Resultados experimentais

Nesta subsecção são apresentadas algumas caracterizações efectuadas com este sistema. A primeira caracterização consistiu em determinar o comprimento de uma rede uniforme curta. Nas redes curtas é difícil estimar com precisão o valor correcto do seu comprimento pelos métodos tradicionais (ex.: análise espectral ou por aplicação de calor). Deste modo, foi aplicada uma força de 1N a intervalos regulares de 100 μm , com uma esfera de aço de 2mm de raio. O software de análise foi configurado para acompanhar a evolução do comprimento de onda do máximo de reflexão para cada posição da fibra. Considera-se que o sistema está a pressionar a rede quando há alteração no comprimento de onda. Para este caso, os resultados mostram que a rede tem um comprimento de 1.4 mm (Figura 5.16) que está dentro do valor estimado tendo em conta o diâmetro do feixe utilizado para a gravação (≈ 1.5 mm).

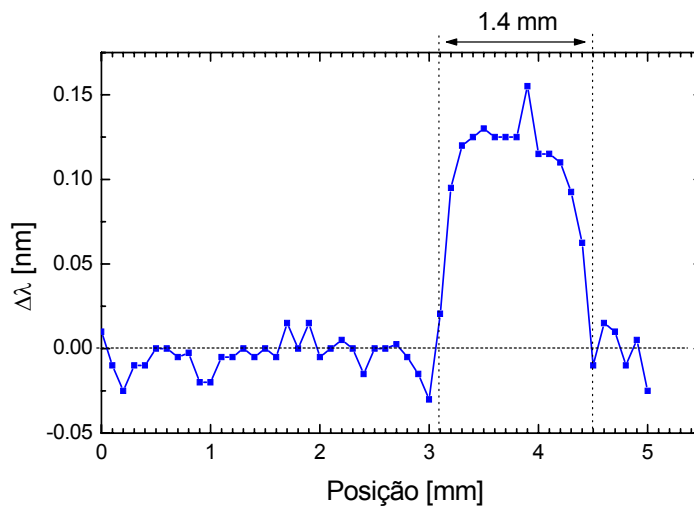


Figura 5.16 – Caracterização pontual de uma rede uniforme curta.

No caso das cavidades ópticas, este método também pode ser utilizado, mas com uma pequena alteração. Quando se pretende medir uma cavidade óptica formada por duas redes muito próximas, é preferível analisar a variação de amplitude do máximo de reflexão, uma vez que fornece mais sensibilidade na análise. Para este tipo de medida foram gravadas duas redes pelo método da máscara de fase. O feixe laser foi movido 2.0 mm em relação à primeira rede para formar a cavidade

ressonante. O diâmetro estimado do feixe laser é ≈ 1.5 mm. O espectro de reflexão e o atraso de grupo induzido pela rede é mostrado na Figura 5.17.

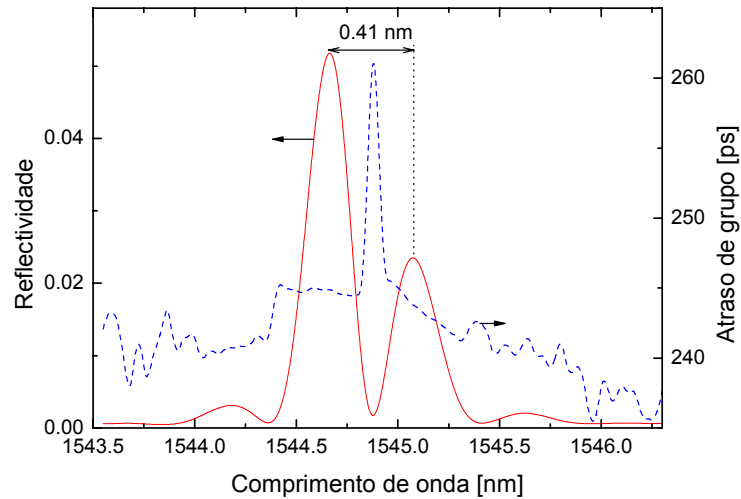


Figura 5.17 – Reflectividade e atraso de grupo de uma cavidade óptica.

A análise da separação entre os máximos de reflexão (0.41 nm) pela equação (2.28) permite calcular o valor $d \approx 2.06$ mm entre as redes, que está de acordo com o que foi gravado. A análise por pressão pontual desta rede foi efectuada aplicando uma força de 2 N, com espaçamento de 50 μ m entre cada medida. Posteriormente, analisou-se a evolução da amplitude do máximo de reflexão (Figura 5.18).

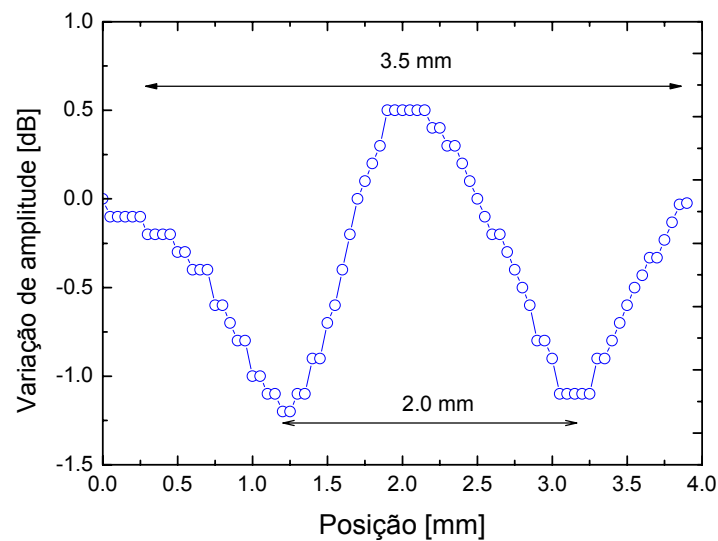


Figura 5.18 – Análise por pressão pontual de uma cavidade óptica.

A distância entre a variação máxima de amplitude (em módulo) corresponde à distância entre os centros das duas redes ($d = 2.0$ mm). Por outro lado, a distância entre o início e o fim da variação de amplitude, permite determinar o comprimento total da estrutura ($=3.5$ mm), ou seja, assumindo que as redes têm o mesmo comprimento, é possível determinar o comprimento de cada rede ($=1.5$ mm). Os resultados confirmam a capacidade deste método para distinguir estruturas complexas como as cavidades Fabry-Perot.

Alterando novamente o *software*, é possível utilizar este método para caracterizar a aperiodicidade de redes aperiódicas. O conceito é simples: a pressão num determinado ponto de uma rede aperiódica altera as condições de ressonância nesse ponto. Assim, os comprimentos de onda, que antes eram reflectidos nesse ponto, deixam de ser reflectidos. Se a aperiodicidade for monótona, irá surgir uma banda de transmissão correspondente a esses comprimentos de onda. A largura do filtro transmissivo gerado irá depender da aperiodicidade da rede e da força aplicada. Por outro lado, no espectro em reflexão, forma-se uma depressão localizada nos comprimentos de onda correspondentes à área pressionada da rede. Para melhorar a análise, optou-se por configurar o *software* para subtrair, ao espectro de reflexão da rede pressionada, o espectro da rede sem perturbação. A Figura 5.19 mostra, como exemplo, os resultados para três posições sequenciais de pressão.

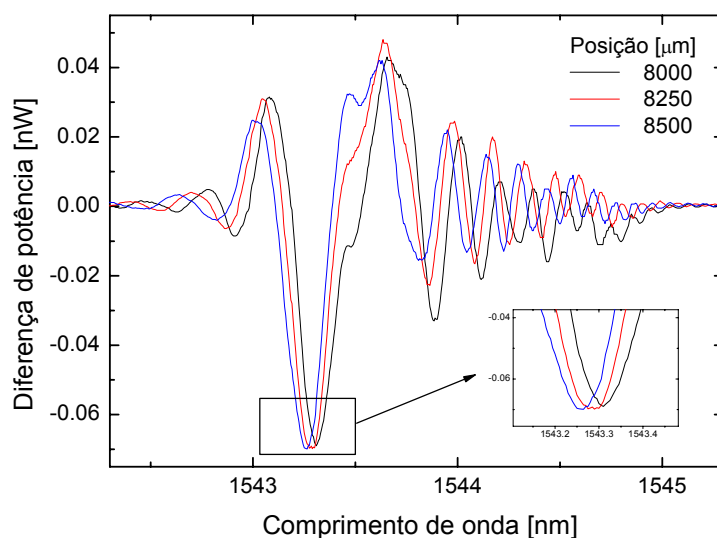


Figura 5.19 – Diferença entre o espectro de reflexão de uma rede aperiódica com pressão pontual e do espectro de reflexão da mesma rede sem perturbação para três posições diferentes.

Assim, analisando a evolução do comprimento de onda da depressão, em função da posição da pressão pontual, é possível determinar qual a aperiodicidade da rede. O método foi testado com uma rede aperiódica gravada directamente por máscara de fase (Ibsen Photonics) com aperiodicidade linear ($\Lambda_1 = 1.20 \text{ nm/cm}$). Foi aplicada pressão pontual com uma esfera de aço inoxidável com 2 mm de raio e uma força de 2 N a intervalos regulares de 250 μm . Os resultados são mostrados na Figura 5.20.

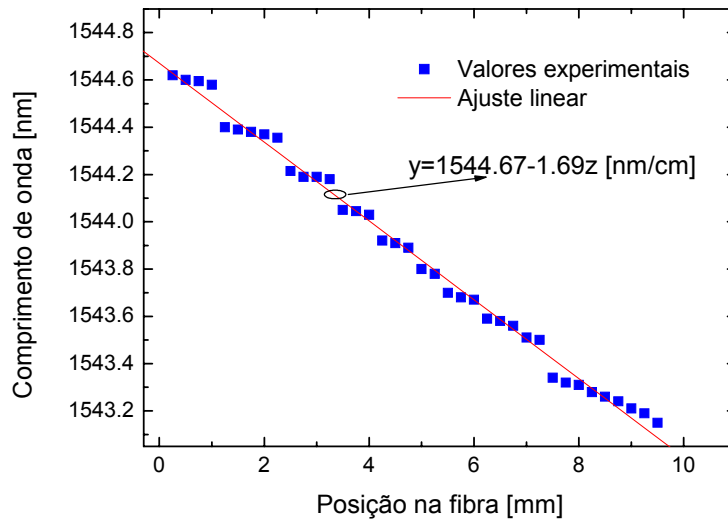


Figura 5.20 – Análise da evolução do mínimo da depressão originada pela pressão pontual numa rede aperiódica.

O ajuste linear do gráfico da Figura 5.20 permite calcular a aperiodicidade linear da rede gravada: $\Lambda_1 = 1.17 \pm 0.03 \text{ nm/cm}$ (para $n_{\text{eff}} = 1.445$). Este valor está de acordo com a aperiodicidade da máscara de fase utilizada, validando, deste modo, o método utilizado.

Note-se que, devido à birrefringência induzida pela pressão, podem surgir dois mínimos na depressão com comprimentos de onda próximos, correspondentes às duas polarizações ortogonais, originando saltos de comprimento de onda periódicos no gráfico analisado por computador. Para minimizar esse efeito, é necessário efectuar um conjunto suficiente de medidas. Na experiência efectuada, utilizaram-se 40 medidas, embora valores acima de 20 sejam suficientes para fornecer resultados fiáveis.

5.6 Caracterização das redes gravadas em fibra de elevada birrefringência

De uma forma geral, todos os métodos de caracterização das redes de Bragg gravadas em fibra pouco birrefringente, podem ser utilizados nas redes HiBi. Contudo, devido à especificidade destas redes, convém analisar mais detalhadamente alguns aspectos da caracterização. Por exemplo, para uma análise espectral é necessário utilizar o modelo das redes HiBi desenvolvido na secção 3.6.3. Este modelo foi testado com três redes gravadas em diferentes fibras HiBi através do método da máscara de fase, todas com um período de 536 nm e sem apodização. As fibras utilizadas são do tipo Bowtie, Panda e IEC. A Tabela 5.1 apresenta algumas das características das fibras, assim como a respectiva birrefringência estimada (B), utilizando o valor do comprimento de coerência fornecido (L_B) pelo fabricante.

Tipo de fibra	Fabricante	Modelo	L_B	B (estimada)
Bowtie	Fibercore	HB1500T	$< 2\text{mm}@633\text{ nm}$	$> 3.2 \times 10^{-4}$
Panda	Lucent	BF 06734	$\leq 5.0\text{ mm}@1550\text{ nm}$	$> 3.1 \times 10^{-4}$
IEC	3M	FS-PM-6621	$\leq 3.2\text{ mm}@1300\text{ nm}$	$> 4.1 \times 10^{-4}$

Tabela 5.1 – Características das fibras HiBi utilizadas

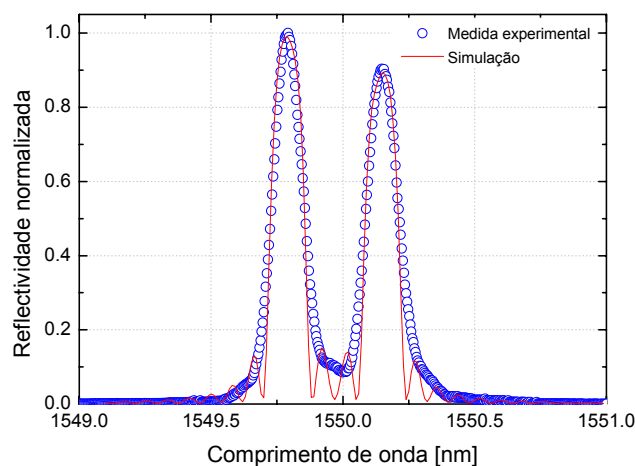


Figura 5.21 – Reflectividade normalizada de uma rede gravada numa fibra do tipo BowTie.

De seguida, obteve-se o espectro de reflexão das três redes. Os espectros foram posteriormente normalizados e comparados com o melhor ajuste obtido através da expressão (3.75), conforme se pode observar nas figuras Figura 5.21 a Figura 5.23.

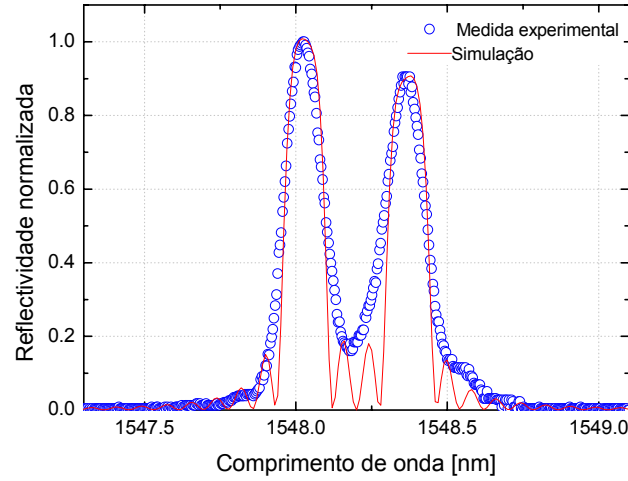


Figura 5.22 - Reflectividade normalizada de uma rede gravada numa fibra do tipo Panda

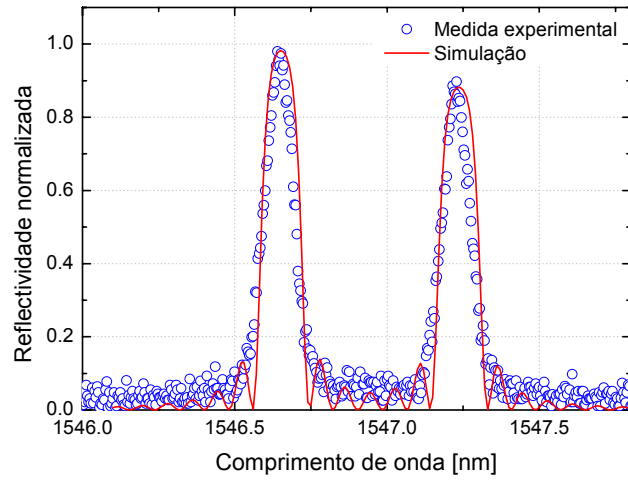


Figura 5.23 - Reflectividade normalizada de uma rede gravada numa fibra do tipo IEC

Para a determinação dos espectros simulados foram ajustados os seguintes parâmetros: B , $\overline{n_{eff}} = n_{eff} + \overline{\delta n_{eff}}$ e Δn . Todos os parâmetros ajustados estão resumidos na Tabela 5.2.

Tipo de fibra	B catálogo (estimada)	B ajuste	$\overline{n_{eff}}$	Δn
Bowtie	$> 3.2 \times 10^{-4}$	3.35×10^{-4}	1.448402	0.90×10^{-4}
Panda	$> 3.1 \times 10^{-4}$	3.20×10^{-4}	1.446755	0.95×10^{-4}
IEC	$> 4.1 \times 10^{-4}$	5.46×10^{-4}	1.445469	0.90×10^{-4}

Tabela 5.2 – Parâmetros de catálogo e de ajuste das fibras utilizadas.

Observa-se uma boa aproximação do modelo teórico com os espectros experimentais, embora nestes não se observem os lóbulos laterais existentes na simulação. Em parte, esses lóbulos estão “camuflados” pela integração efectuada pelo analisador de espectros utilizado. Assim, nas secções seguintes, todas as simulações que envolvam redes HiBi, utilizarão o modelo apresentado, seja por aplicação directa da expressão teórica, no caso das redes uniformes, ou por soluções numéricas no caso de redes mais complexas.

Nos três espectros apresentados existe uma diferença de potência óptica entre as bandas x e y . Nas simulações, essa diferença foi compensada utilizando os parâmetros P_x e P_y da expressão (3.75). Para os três casos, a relação $P_y/P_x = 0.90$ foi sempre a mesma, o que permite concluir que essa diferença não estará relacionada com o método de gravação, uma vez que as redes foram gravadas sem qualquer cuidado de orientação angular da fibra. Assim, presume-se que seja resultado de uma polarização induzida pelos troços de fibra ligadas às entradas e saídas do circulador óptico. Esses troços encontravam-se enrolados e fechados dentro de uma caixa, juntamente com o circulador, pelo que não foi possível alterar essa situação. Para confirmar este efeito, optou-se por efectuar uma caracterização da sensibilidade à polarização de uma das redes, de acordo com o método descrito na subsecção seguinte.

5.6.1 Sensibilidade à polarização

Como o espectro de reflexão de uma rede HiBi é fortemente dependente da polarização da luz incidente, muitas vezes é necessário caracterizar estas redes em função da respectiva sensibilidade à polarização. O método utilizado para o efeito está esquematizado na Figura 5.24.

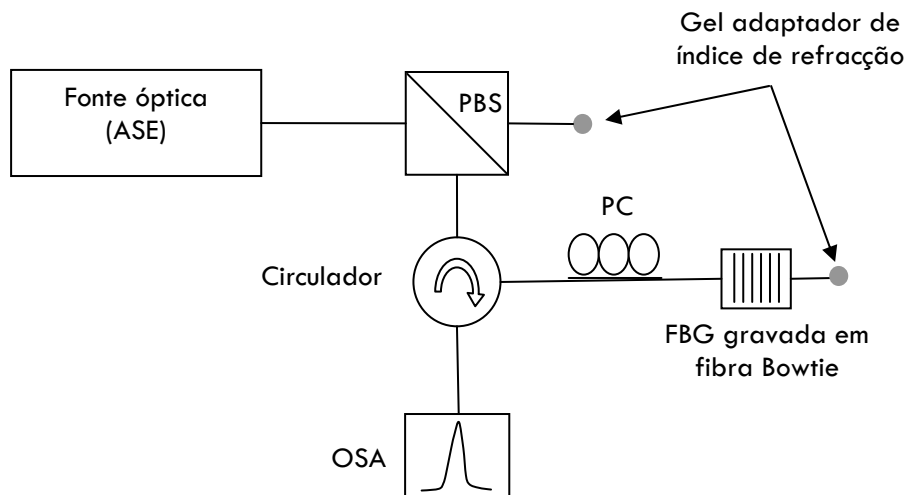


Figura 5.24 - Diagrama experimental do sistema de medição do efeito do ângulo de polarização no espectro de reflexão da rede HiBi. PBS: Separador das componentes da polarização; PC: controlador de polarização; OSA: analisador de espectros ópticos.

Na ausência de um polarizador óptico em fibra, optou-se por utilizar um separador das componentes da polarização (PBS) em fibra. Assim, de acordo com a especificação do dispositivo, garante-se que nas duas saídas do PBS existe luz linearmente polarizada com uma razão de extinção de 27 dB em relação à outra componente da polarização. Uma das saídas foi ligada à entrada do circulador óptico enquanto que na outra foi colocada um gel adaptador de índice de refração para evitar reflexões de Fresnel. O controlador de polarização foi ajustado em diferentes posições para que a saída seja sempre linear mas com azimutes diferentes. Para cada uma das posições do controlador registou-se o espectro de reflexão da rede HiBi. Os resultados são mostrados na Figura 5.25.

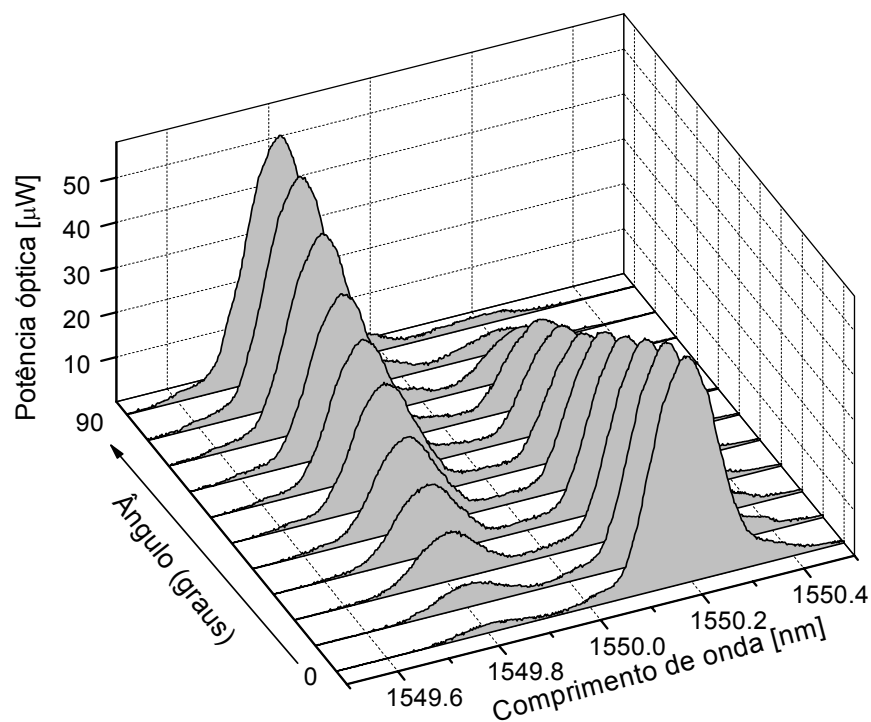


Figura 5.25 - Evolução do espectro de reflexão da rede gravada na fibra Bowtie, com luz polarizada linearmente em função de diferentes ângulos de orientação em relação ao eixo x.

A Figura 5.26 permite visualizar três espectros ópticos para três ângulos distintos: 0°, 45° e 90°.

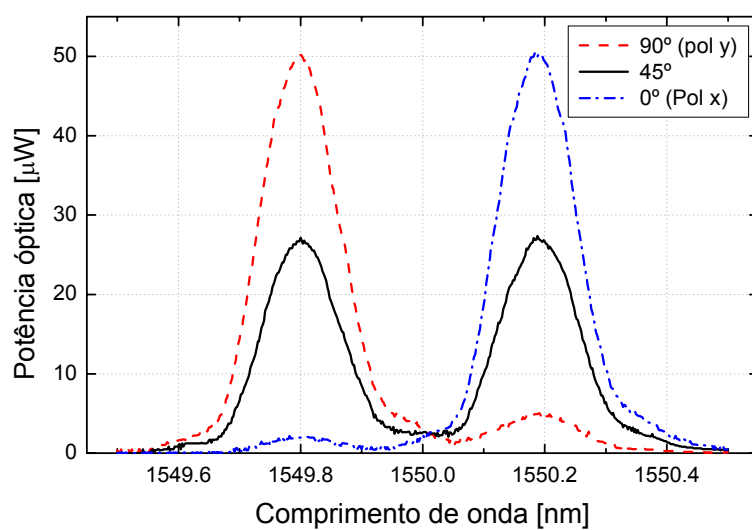


Figura 5.26 - Espectros de reflexão da rede gravada em fibra Bowtie para três ângulos de incidência da luz polarizada.

Nesta caracterização observa-se que para os ângulos 90° e 0° , os máximos de reflexão das bandas y e x , respectivamente, são iguais. Assim, confirma-se que a diferença de potências das bandas y e x , medidos na subsecção anterior para diferentes fibras, não está relacionada com reflectividades diferentes para as duas bandas.

5.6.2 Pressão transversal

Como foi referido anteriormente, a aplicação de pressão transversal numa fibra induz uma birrefringência local. No caso de uma rede HiBi, essa birrefringência adicional irá alterar a diferença de comprimentos de onda entre as duas bandas de reflexão ortogonais. Esta propriedade pode ser utilizada em diversas aplicações, como por exemplo em sensores. Assim, torna-se importante caracterizar a sensibilidade de cada banda à pressão transversal.

Devido à anisotropia das fibras HiBi, o efeito da pressão transversal nestas dependerá do ângulo de incidência em relação aos eixos principais. A Figura 5.27 ilustra a evolução do espectro de reflexão de uma rede de Bragg escrita numa fibra IEC, em função da força transversal aplicada na mesma para dois ângulos diferentes: $\varphi_t=0^\circ$ e $\varphi_t=90^\circ$. A pressão transversal foi efectuada com um dispositivo idêntico ao utilizado para a aplicação pontual. Neste caso, a cabeça de pressão pontual foi substituída por uma superfície plana de forma a aplicar uma pressão transversal linear.

Tal como verificado teoricamente na secção 5.5.1, as maiores variações de comprimento de onda ocorrem na banda perpendicular ao eixo onde a pressão transversal é aplicada. Quando a carga é aplicada segundo o eixo y ($\varphi_t = 0^\circ$), a variação da banda correspondente é mínima, enquanto que a variação da banda x é máxima. O inverso acontece quando a carga é aplicada segundo o eixo x ($\varphi_t = 90^\circ$). Note-se que, neste caso a birrefringência da fibra diminui com o incremento da carga aplicada.

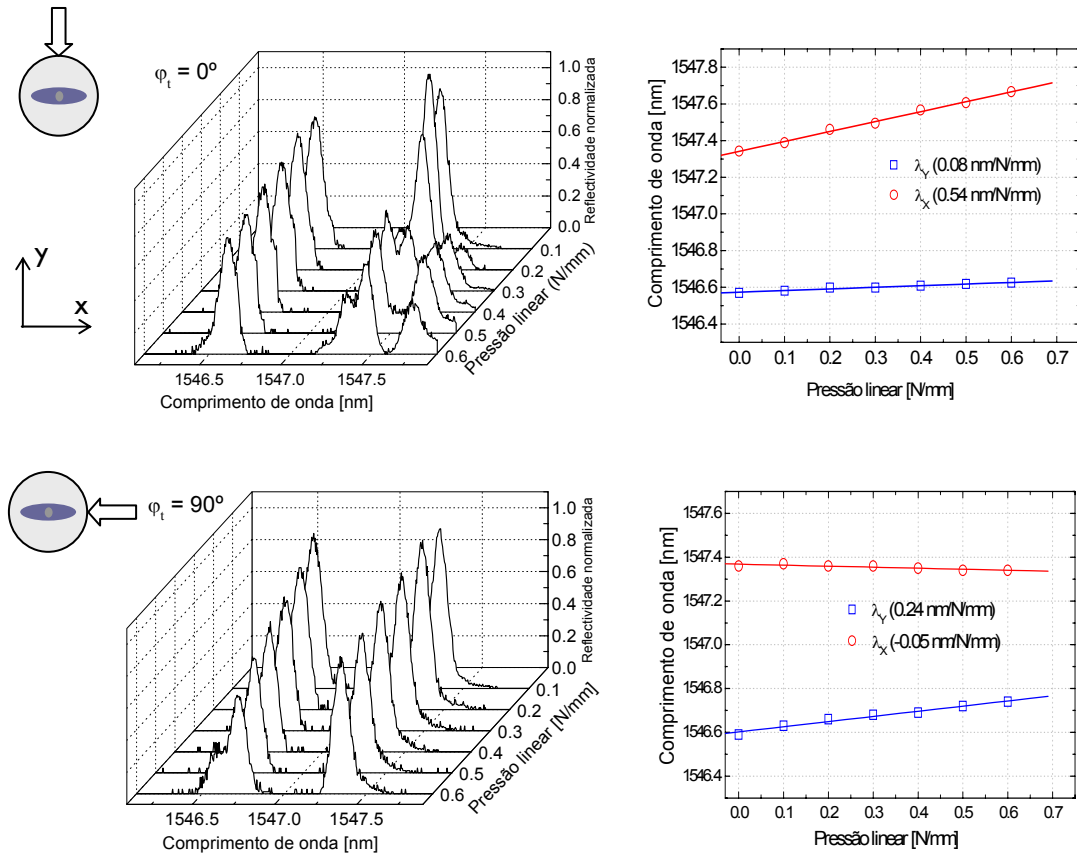


Figura 5.27 - Efeito da pressão transversal numa rede HiBi para dois ângulos distintos ($\varphi_t = 0^\circ$ em cima e $\varphi_t = 90^\circ$ em baixo). À esquerda: Espectros de reflexão em função da carga aplicada. À direita: Variação do comprimento de onda das duas bandas ortogonais na polarização [Abe02].

Estes resultados, juntamente com toda a descrição efectuada nas subsecções anteriores sobre redes HiBi, permitem antever um conjunto de aplicações para estas propriedades únicas das redes HiBi. Na verdade, que seja do conhecimento do autor, não existe mais nenhum dispositivo em fibra óptica que integre, de uma forma tão simples, as funcionalidades de filtragem óptica selectiva na polarização. É esta propriedade única que será estudada e aplicada no Capítulo 7.

5.7 Conclusões

Neste capítulo foram descritos e mostrados os resultados experimentais de alguns dos métodos que podem ser utilizados na caracterização de redes de Bragg. Como foi

referido na introdução, apenas foram descritas as técnicas com interesse directo na caracterização das redes utilizadas nos capítulos seguintes. Deste modo, descreveu-se a utilização da análise espectral com o intuito de obter algumas das propriedades das redes de Bragg uniformes.

Foram descritas as técnicas utilizadas para a caracterização da sensibilidade à deformação longitudinal e à temperatura das redes de Bragg.

Foi também descrita uma técnica de análise de alta resolução das redes de Bragg baseada num laser sintonizável com modulação em amplitude. Pela comparação da diferença de fase e da amplitude entre o sinal enviado e recebido, é possível obter a reflectividade e o atraso de grupo induzido pelas redes de Bragg. Uma dessas medidas foi comparada com outra obtida através da técnica de OFDR, tendo ambas mostrado resultados idênticos.

Para a análise espacial de estruturas ou de redes aperiódicas, foi desenvolvida uma técnica baseada na pressão pontual. Esta técnica forneceu resultados correctos e precisos, tanto em estruturas periódicas como em redes aperiódicas, revelando-se como uma técnica fiável de custo extremamente baixo, comparativamente com outras técnicas para análise espacial destas estruturas, como sejam a técnica de OFDR.

Relativamente às redes HiBi, caracterizaram-se algumas redes através do espectro de reflexão e utilizando o modelo teórico apresentado no capítulo 3. Foram também discutidos os efeitos da utilização de luz linearmente polarizada nas redes HiBi e os efeitos, nas bandas de reflexão, da aplicação de pressão transversal.

CAPÍTULO 6

Aplicação das redes de Bragg em fibra óptica

6.1 Introdução

As capacidades únicas de filtragem e a extrema versatilidade com que os respectivos parâmetros podem ser desenhados, tornaram as redes de Bragg elementos chave em variadíssimos dispositivos. As redes de Bragg continuam a ser alvo de intensa pesquisa, nomeadamente a sua aplicação em sensores de diversos tipos [Mora00, Guan04, Tjin04, Liu05], em filtros sintonizáveis com utilização nas comunicações ópticas [Doyle03, Cho03, Capmany03, Mohammad04, Yeom04, Attygalle05] ou como compensadores da dispersão [Gauden03, Ngo03, Brennan03, Sumetsky04, Mora04, Chung04].

Neste capítulo são estudados alguns dispositivos baseados em redes de Bragg com aplicação nas áreas referidas anteriormente. Assim, na secção 6.2, é descrita a

aplicação das redes de Bragg como sensores biomecânicos. Nesse sentido, foram efectuadas medidas estáticas e dinâmicas e comparadas com as de um extensómetro.

Na secção 6.3 é estudada a aplicação das redes de Bragg como filtros ópticos sintonizáveis nas comunicações ópticas. Para isso, é descrita a implementação laboratorial de uma técnica para a sintonia das redes numa gama ampla de comprimentos de onda. Posteriormente, são estudadas as limitações no desenho das redes de Bragg para sistemas de comunicação óptica com elevados ritmos de transmissão.

Finalmente, na secção 6.4 é descrito teoricamente e experimentalmente um compensador dinâmico da dispersão de segunda e terceira ordem das fibras.

6.2 Sensores baseados em redes de Bragg em fibra óptica

A utilização de redes de Bragg como sensores tem recebido muita atenção quase desde o início da produção da primeira rede [Kersey89, Kersey92, Rao97]. Estes sensores têm propriedades que os tornam interessantes para diferentes aplicações como em engenharia civil, biomecânica ou na indústria aeronáutica. O motivo desse interesse está relacionado com as qualidades intrínsecas dos sensores baseados nesta tecnologia. Entre essas vantagens, destaca-se a possibilidade de serem desenhados para fornecer medidas imunes a flutuações na irradiância da fonte de luz. Podem ainda ser utilizados num conjunto vasto de situações onde é necessário um sensor com dimensões extremamente reduzidas, tais como na medida de elongações em materiais ou em aplicações biomédicas. Estes sensores também são imunes a ondas electromagnéticas e têm uma resposta linear numa gama dinâmica de várias ordens de magnitude.

Nesta secção é estudada a viabilidade de utilização das redes de Bragg como sensores biomecânicos. O trabalho está integrado numa colaboração com o Departamento de Mecânica da Universidade de Aveiro. O objectivo global do

projecto é o estudo de um novo conceito de implante dentário, com o intuito de reduzir a transferência das cargas de oclusão para o tecido ósseo circundante. Deste modo, pretende-se reproduzir o padrão de deformação fisiológico provocado pelo dente natural [Carvalho04]. Parte desse projecto consiste no desenvolvimento de uma técnica de caracterização das deformações sofridas pela mandíbula devido à transferência de energia do implante para o osso. Dentro desse estudo, optou-se por comparar as medidas obtidas, *in vitro*, por um extensómetro eléctrico com as obtidas por uma rede de Bragg. Para a realização desta tarefa, foi utilizada uma mandíbula humana de um indivíduo do sexo masculino de, aproximadamente, 50 anos. Na mandíbula foram colocados dois implantes comuns (Brånemark System da Nobel Biocare, com 3.75 mm de diâmetro e 15 mm de comprimento) em substituição de dois dentes caninos. De seguida, a mandíbula foi instrumentada com os extensómetros (LY413/350 Hottinger Baldwin Messtechnik) e as redes de Bragg. Os sensores foram colados com cola baseada em cianoacrilato na direcção do eixo longitudinal do implante (Figura 6.1). Depois de devidamente instrumentada, a mandíbula foi parcialmente embebida numa estrutura de resina para evitar um contacto rígido nos pontos de apoio. Com a utilização da resina, a biomecânica da articulação não é replicada, contudo, não é esse o objectivo deste estudo preliminar.

Os dois tipos de carregamento testados, estático e dinâmico, são descritos de seguida.

6.2.1 Carregamento estático

No estudo de aplicação estática de carga, foi utilizado um equipamento de aplicação universal de carga (Shimadzu Universal Testing Machine). O equipamento aplicou diferentes cargas no eixo longitudinal do implante (Figura 6.1), até um máximo de 160 N. A leitura do extensómetro foi efectuada com um sistema de aquisição Spider 8-30 (Hottinger Baldwin Messtechnik). A leitura da rede de Bragg foi efectuada por análise da diferença de comprimentos de onda entre o valor sem carga e com carga, utilizando um analisador de espectros ópticos portátil da EXFO.

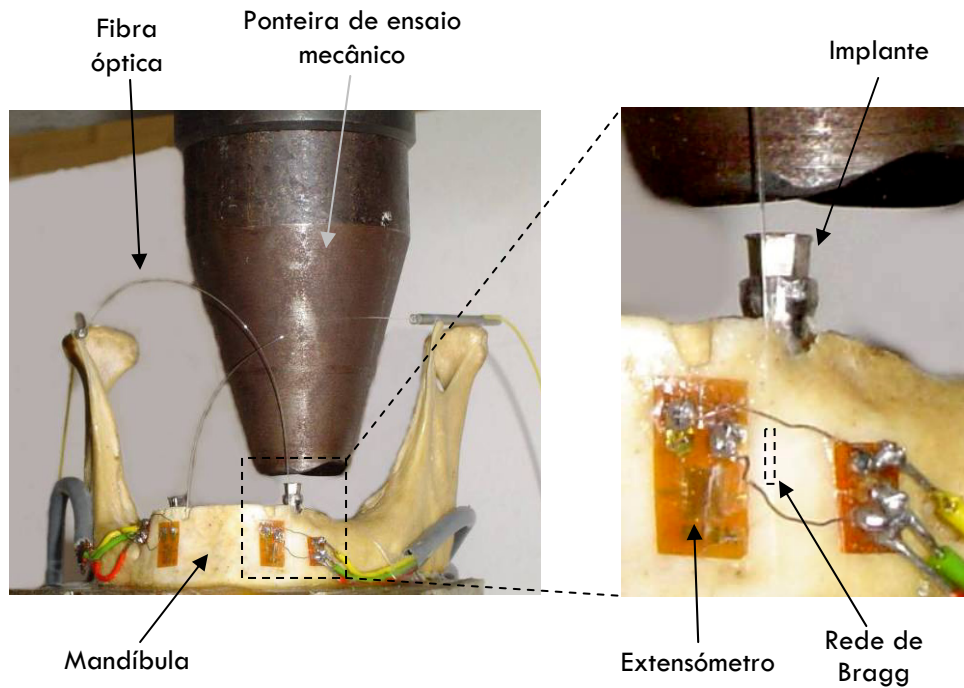


Figura 6.1 – Mandíbula instrumentada com os extensómetros e redes de Bragg, antes de um ensaio mecânico estático.

A determinação da deformação medida pela rede de Bragg, ε_z , foi efectuada através da expressão (5.8), onde $S_{DL} = 1.2 \text{ pm}/\mu\text{m}/\text{m}$. Os resultados são mostrados na Figura 6.2.

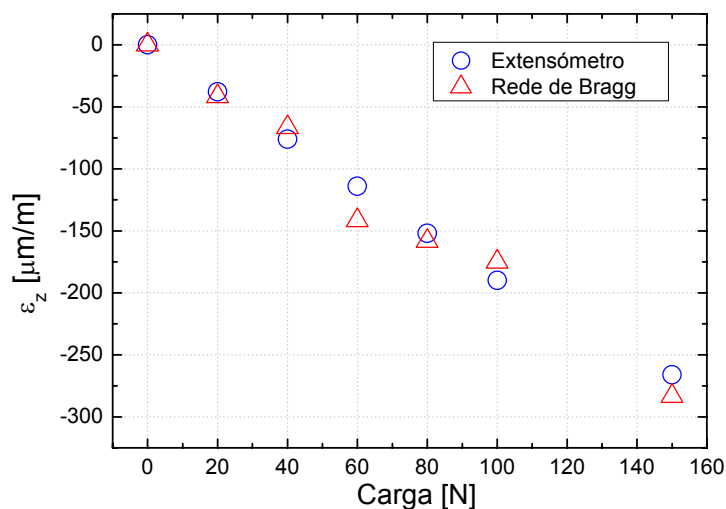


Figura 6.2 – Elongação relativa em função da carga aplicada na mandíbula para o extensómetro e a rede de Bragg.

Os resultados mostram uma boa aproximação entre as duas medidas para a maioria dos casos, embora hajam algumas diferenças, nomeadamente com a aplicação de 60 N onde se nota alguma discrepância entre os valores. Em parte, a diferença observada poderá ser explicada pelos diferentes métodos de leitura que foram utilizados. No caso do extensómetro, a medida foi efectuada continuamente durante toda a experiência. Assim, para cada carga, foi efectuada uma média de medidas. No caso da rede de Bragg, o analisador de espectros utilizado não permitia gravar um conjunto consecutivo de medidas, tendo sido apenas registado um único espectro por cada carga aplicada. Essa diferença é importante, na medida em que se suspeita que ocorreria uma relaxação da tensão aplicada ao longo do tempo.

6.2.2 Carregamento dinâmico

O estudo da resposta impulsional da mandíbula a cargas aplicadas no implante torna-se importante para a determinação das frequências naturais da estrutura. Assim, é necessário que o sensor permita este tipo de análise. O teste consistiu na aplicação de um impulso provocado por um cilindro de cobre em queda livre. A zona de impacto do cilindro foi protegida com plástico para evitar que o efeito de ressalto se sobreponha com a medida de interesse. Para tornar a experiência reproduzível, o cilindro foi lançado sempre da mesma altura e utilizou-se um tubo como guia do cilindro.

A leitura da elongação relativa através das redes de Bragg teve que ser feita de forma diferente da utilizada para as medidas estáticas. A frequência de amostragem do analisador de espectros é de apenas alguns Hz, tornando-o incapaz de analisar uma resposta impulsional de alta-frequência. Assim, a análise da variação do comprimento de onda foi realizada de forma indirecta, utilizando o sistema de interrogação descrito em [Martelli04]. Na prática, depois de previamente calibrado, o sistema de interrogação converte uma variação de comprimento de onda numa variação de amplitude detectada por um fotodetector. A aquisição do sinal dos dois sensores foi efectuada através de um osciloscópio digital da Tektronics a uma

frequência de amostragem de 300 kHz. Um exemplo dessas medidas é mostrado na Figura 6.3.

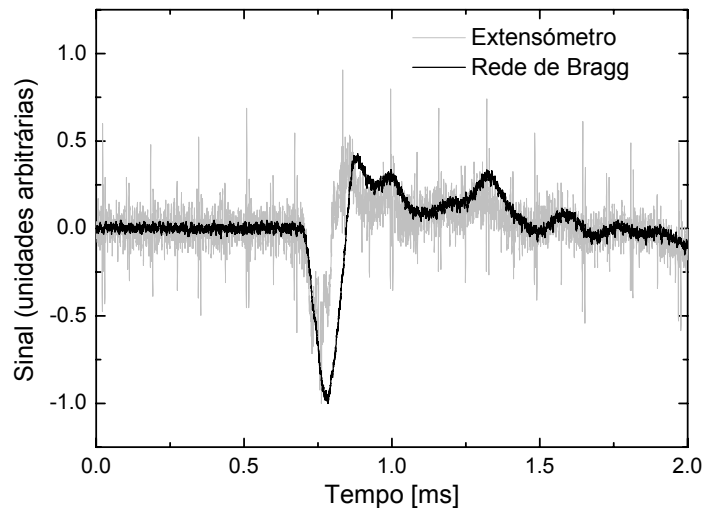


Figura 6.3 – Comparação entre o sinal registrado para o sensor eléctrico (SG) e para a rede de Bragg (FBG).

Os resultados mostram uma boa concordância entre os valores medidos pelos dois sensores. Contudo, é bem notória a superior relação sinal-ruído da rede de Bragg em relação ao extensômetro. Além desta vantagem, convém referir as reduzidas dimensões da fibra óptica comparativamente com o conjunto extensômetro+cablagem. Deste modo, este estudo preliminar mostrou a viabilidade de utilização das redes de Bragg no desenvolvimento de novos implantes dentários. As reduzidas dimensões do sensor permitem também uma posterior utilização do sensor em medidas *in vivo*.

6.3 Filtro óptico

As redes ópticas multi-comprimento de onda serão uma tecnologia essencial para a futura infra-estrutura de informação. A técnica de multiplexagem no comprimento de onda (WDM – *Wavelength Division Multiplexing*) é usada nas redes ópticas de forma a utilizar totalmente a largura de banda disponível na fibra. À medida que o número de canais aumenta, uma vez que a janela de comprimento de onda utilizável se

mantém constante, torna-se necessária a actualização para a tecnologia DWDM (*Dense Wavelength Division Multiplexing*) que consiste numa multiplexagem em comprimento de onda, tal como a tecnologia WDM, mas com um espaçamento entre canais menor. Quando se fala em DWDM, é imperativo falar em filtragem óptica, uma vez que é um dos elementos mais críticos neste tipo de tecnologias. Um estudo das limitações da filtragem óptica, assim como os seus efeitos na rede tais como estreitamento de banda e dispersão, torna-se importante. Além disso, alguns tipos de topologia de redes ópticas necessitam de filtros sintonizáveis. Deste modo, nas secções seguintes são estudadas algumas das limitações das redes de Bragg nas comunicações ópticas, alguns processos de optimização das mesmas e um método de sintonia das redes de Bragg.

6.3.1 Sintonia

A possibilidade de sintonizar as redes de Bragg aumenta a versatilidade destes componentes, facilitando a sua integração em diversos dispositivos. Algumas das formas de sintonia foram já descritas implicitamente no capítulo anterior, quando se caracterizaram as redes de Bragg sujeitas a variações de temperatura, deformação longitudinal e pressão transversal. No entanto, os métodos descritos produzem uma amplitude de variação do comprimento de onda de poucos nanómetros. A elongação longitudinal foi a que produziu melhores resultados, ainda assim, no método descrito a variação do comprimento de onda está limitada à distensão máxima da sílica. Contudo, caso se opte por operar a rede em compressão, é possível aumentar substancialmente a gama de sintonia, uma vez que a sílica é 23 vezes mais resistente mecanicamente à compressão do que à distensão. Assim, foram propostos diversos métodos para compressão das redes [Balland94, Ball94, Iocco99, Set01, Mokhtar03]. Na maioria desses métodos, a rede é colada numa lâmina, num plano afastado do plano neutro desta. A compressão resulta da flexão da lâmina. Pela flexibilidade de utilização e pela gama de sintonia possível, foi esse o método escolhido para efectuar a sintonia das redes de Bragg. A técnica utilizada está esquematizada na Figura 6.4.

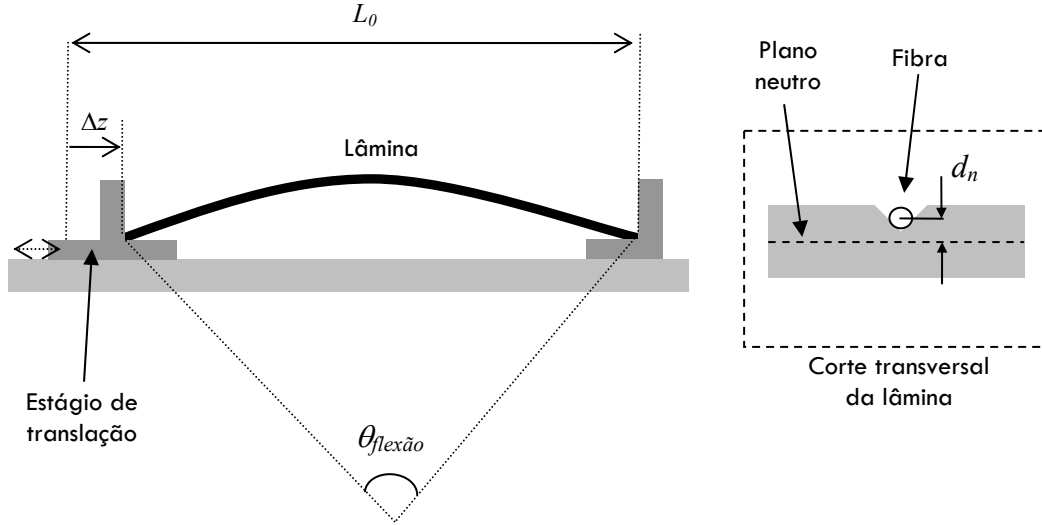


Figura 6.4 – Diagrama do método de sintonia por flexão de uma lâmina flexível.

A fibra é colada num V-groove efectuada na lâmina. Deste modo, garante-se que a fibra se mantém sempre na mesma posição em relação à lâmina. O ajuste da flexão da lâmina, de comprimento L_0 , é efectuado através de um estágio de translação linear. Assim, um deslocamento Δz do estágio de translação em relação à posição linear, origina um arco com um ângulo $\theta_{flexão}$, relacionado com Δz por [Goh03]

$$\Delta z = L_0 \left[1 - \text{sinc} \left(\frac{\theta_{flexão}}{2} \right) \right] \quad (6.1)$$

O plano neutro para uma distribuição de elongações é definido como o plano onde o comprimento do arco se mantém constante, mesmo quando a lâmina é dobrada. Considerando o esquema da Figura 6.4, se a fibra estiver numa posição superior/inferior em relação ao plano neutro, a fibra sofre uma distensão/compressão, respectivamente. Assim, um determinado plano deslocado de uma distância d_n do plano neutro, sofre uma elongação dada por [Goh03]

$$\varepsilon_L = \mp \frac{d_n \cdot \theta_{flexão}}{L_{flexão}}, \quad L_{flexão} \neq 0 \quad (6.2)$$

Onde o comprimento da lâmina flexionada, projectado no eixo z é dado por $L_{flexão} = L_0 - \Delta z$. O sinal negativo da expressão (6.2) corresponde a uma compressão, enquanto que o sinal positivo corresponde a uma distensão. Deste modo, a variação do comprimento de onda da rede de Bragg, $\Delta\lambda_{Bragg}$, pode ser relacionada com o deslocamento horizontal Δz , por

$$\frac{\Delta z}{L_0} = 1 - \text{sinc}\left(\frac{\Delta\lambda_{Bragg} L_{flexão}}{2d_n S_{DL}}\right) \quad (6.3)$$

onde S_{DL} é a sensibilidade à deformação longitudinal da fibra definida em (5.10).

Para a implementação prática, seleccionou-se uma lâmina de acrílico com 152 mm de comprimento, 20 mm de largura e 15 mm de espessura. A profundidade do V-Groove é de 0.9 mm. Os resultados da sintonia por compressão de uma rede de Bragg são mostrados na Figura 6.5.

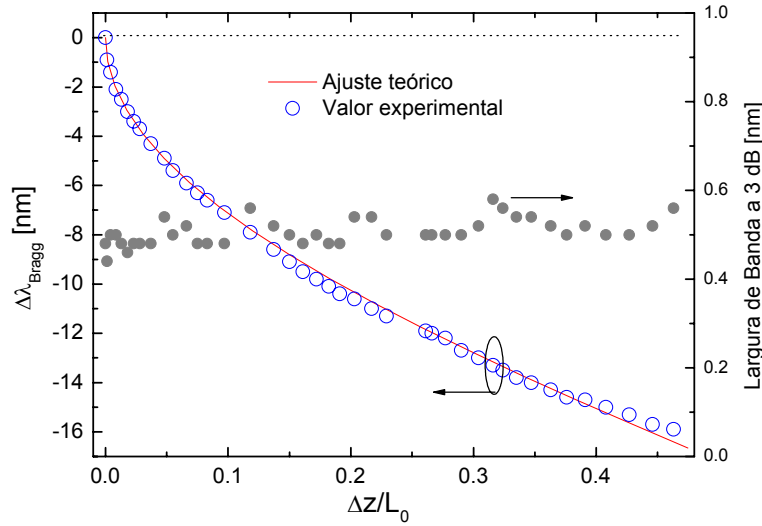


Figura 6.5 – Variação do comprimento de onda e da largura de banda de uma rede de Bragg em função do deslocamento relativo do estágio de translação. O ajuste teórico da variação do comprimento de onda foi efectuado com $d_n=0.57$ mm.

Na experiência efectuada, o valor máximo de deslocamento relativo aplicado foi de $\Delta z/L_0=0.47$, correspondendo a uma sintonia no comprimento de onda da rede de

Bragg de -15.9 nm. Como se pode verificar, a amplitude de sintonia obtida em compressão foi muito superior à obtida anteriormente por distensão. O ajuste teórico também se revela correcto para os valores experimentais. Para os valores de deformação superior, há uma ligeira diferença entre o ajuste teórico e o valor experimental. O motivo poderá estar relacionado com o facto de o valor de d_n ser um valor médio. Note-se que, no caso de uma flexão pura, o plano neutro passa pelo centro de gravidade da lâmina. Contudo, a força que origina a flexão da lâmina tem uma componente axial em relação à lâmina, ou seja, estamos perante uma flexão composta [Silva95]. Neste caso, a posição do plano neutro deixa de passar pelo centro de gravidade e depende da força aplicada na barra. Assim, não é possível prever com exactidão a distância d_n sem efectuar um estudo completo da distribuição de forças na lâmina, que está fora do âmbito deste trabalho. Ainda em relação aos resultados experimentais, verifica-se que a largura de banda a 3 dB da rede de Bragg se mantém aproximadamente constante ao longo da sintonia. O método pode ainda ser substancialmente melhorado. Para isso, bastará aumentar a distância d_n em relação ao plano neutro. Com esta técnica, já foram reportadas sintonias até 110 nm [Mokhtar03].

6.3.2 Limitações das redes de Bragg nas comunicações ópticas

De forma a usar a largura de banda máxima em sistemas WDM, são necessários bons filtros ópticos. Numa primeira aproximação, um filtro óptico para sistemas WDM terá que ter uma resposta espectral plana e uma fase linear ao longo da banda passante do filtro. A ausência de uma resposta plana por parte do filtro, poderá conduzir a uma degradação do sinal, especialmente nos casos em que este atravessa vários filtros em cascata. A distorção na fase pode também resultar numa distorção nos pulsos que pode originar erros na transmissão. Serão estes dois factores que irão ser estudados em seguida.

6.3.2.1 Estreitamento da banda

Em algumas topologias tais como a de anel ou barramento, poderão existir diversos nós ópticos de extracção e inserção de canais (OADM – *Optical Add-Drop Multiplexer*) em cascata. Este tipo de topologias, em oposição com as redes regeneradas electroópticamente, têm a vantagem de uma maior fiabilidade e uma gestão mais simplificada. Contudo, um estreitamento de banda indesejável poderá aparecer à medida que os canais são filtrados em cada OADM de uma cascata. A Figura 6.6 mostra os efeitos de estreitamento de banda em quatro tipos de filtros ópticos diferentes: cavidade Fabry-Perot em espaço livre, filtro de interferência multicamada, rede de difracção baseada em agregados de guias de onda (AWG - *Arrayed Waveguide Grating*) e uma rede de Bragg apodizada.

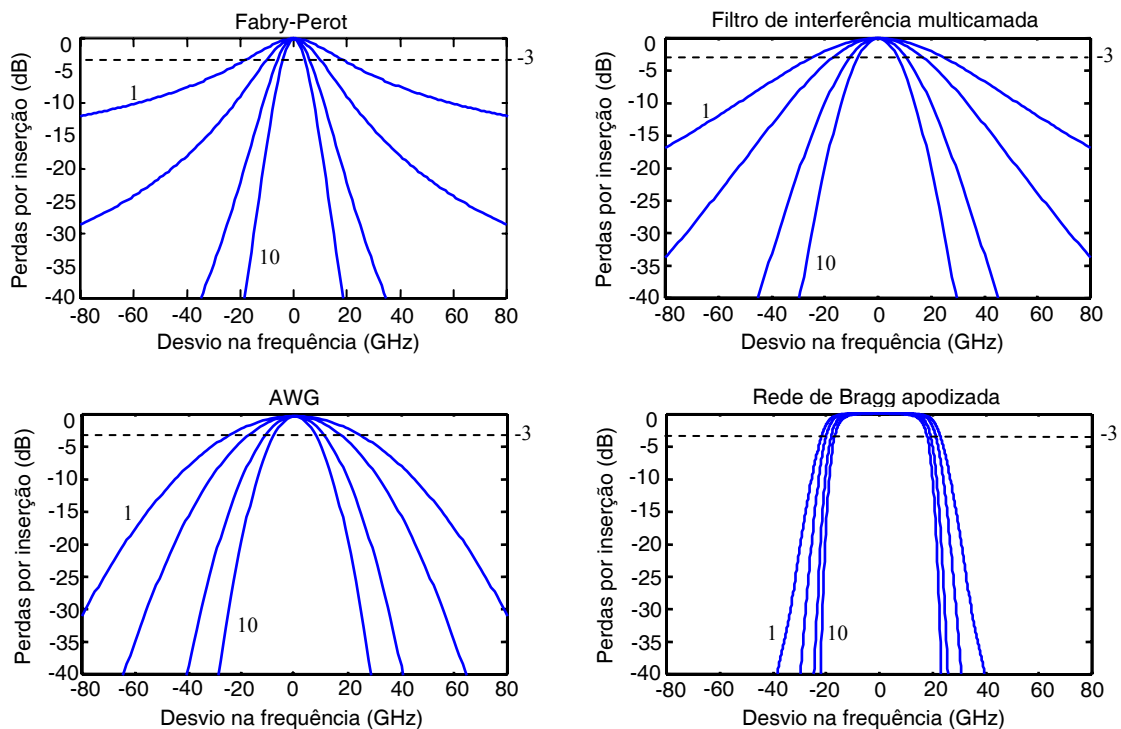


Figura 6.6 – Comparação do estreitamento de banda devido à utilização em cascata de diferentes tipos de filtros ópticos. A simulação foi efectuada para 1, 2, 5 e 10 filtros em cascata [Giles97].

Os filtros de interferência multicamada foram modelados por um filtro *Butterworth* de terceira ordem que corresponde à função de transferência

$$T_{Butt.} = \frac{1}{\left[1 + \left(2^{1/m} - 1 \right) \left(\frac{2\Delta f}{\delta f_{3dB}} \right)^2 \right]^{m_b}}. \quad (6.4)$$

As AWG foram modeladas com um filtro gaussiano com a função de transferência

$$T_{Gauss} = \exp \left[-\ln 2 \left(\frac{2\Delta f}{\delta f_{3dB}} \right)^2 \right]. \quad (6.5)$$

A cavidade Fabry-Perot em espaço livre foi modelada por

$$T_{F-P} = \frac{1}{1 + \left(\frac{4FSR}{\pi \delta f_{3dB}} \right)^2 \sin^2 \left(\pi \frac{f_0 + \Delta f}{FSR} + \phi \right)} \quad (6.6)$$

onde $FSR=500$ GHz é a zona de espectro livre do Fabry-Perot, $\delta f_{3dB}=50$ GHz é a largura a 3 dB do filtro, $m_b=3$ é a ordem do filtro *Butterworth* e Δf é o desvio em frequência em relação a f_0 que é a frequência central do filtro. A rede de Bragg foi simulada com apodização gaussiana. A simulação foi efectuada utilizando 1, 2, 5 e 10 filtros em cascata. O efeito de estreitamento de banda em todos os filtros é notório. No entanto, em filtros com uma resposta espectral menos plana tais como o Fabry-Perot, o AWG ou o filtro de interferência multicamada, o estreitamento na banda a 3 dB pode mesmo ser um factor crítico. Esta situação leva a uma degradação no desempenho do sistema, especialmente se o sinal tiver uma forma de pulso que contenha componentes de elevada frequência tal como na formatação de sinal de não retorno a zero (NRZ - *Non-Return to Zero*). A Figura 6.7 mostra o efeito do estreitamento de banda no factor Q [Agrawal92] numa transmissão NRZ, ponto-a-ponto, sem amplificação óptica. O factor Q permite quantificar a qualidade do sinal recebido e na Figura 6.7 é evidente a degradação do sinal. Assim, torna-se necessária a redução na densidade dos canais ópticos ou a utilização de redes com a resposta espectral mais plana possível, tal como as redes de Bragg apodizadas com

um factor κL elevado. Contudo, uma rede de Bragg com uma resposta espectral plana, pode introduzir dispersão temporal não desejável como veremos de seguida.

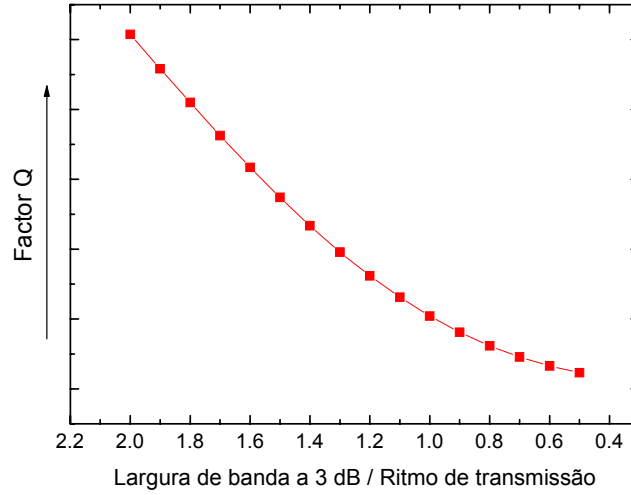


Figura 6.7 – Degradação do factor Q em função da razão da largura de banda a 3 dB de um filtro trapezoidal relativamente ao ritmo de transmissão.

6.3.2.2 Dispersão

Se considerarmos uma rede de Bragg apodizada, os lóbulos laterais do espectro de reflexão poderão ser ignorados tal como as respectivas oscilações na dispersão [Litchinitser97]. A dispersão numa rede em fibra óptica apodizada e simétrica poderá ser descrita em termos da transformada de Hilbert, ou seja, a resposta em fase do filtro poderá ser descrita unicamente através da resposta em amplitude e vice-versa. A consequência principal da transformada de Hilbert é o acréscimo na distorção da fase à medida que a resposta espectral se torna mais plana [Lenz98, Skaar01].

É possível quantificar qual o efeito da dispersão de uma rede de Bragg sem lóbulos laterais num canal de dados. Assim, considerando uma transmissão WDM, com um espaçamento entre canais, $\Delta\nu_c$, a largura de pulso crítica, τ_c , de um pulso gaussiano que propague numa rede de Bragg é dada por [Eggleton97]

$$\tau_c = \frac{\sqrt{\kappa L}}{\Delta\nu_c} \sqrt{\frac{1}{2\pi^2} \frac{f(x)}{x}} \quad (6.7)$$

onde $f(x)$ é uma função que depende da razão entre a largura de banda a 3 dB do filtro e o espaçamento entre canais ($x = \delta f_{3dB} / \Delta \nu_c$) dada por

$$f(x) = \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^2}{\left[1 - \left(\frac{x}{2}\right)^2\right]^{3/2}} \quad (6.8)$$

A largura de pulso crítica, τ_c , é definida como o mínimo valor que o pulso inicial na rede terá que ter para que não alargue mais do que um factor de $\sqrt{2}$ [Agrawal01]. Da mesma forma, o ritmo de transmissão máximo B_r , para que o pulso não alargue mais do que o dobro de τ_c será dado por $B_r \approx q/4\tau_c$, onde q é o *duty-cycle* do pulso.

A Figura 6.8 mostra o ritmo máximo de transmissão em função do comprimento de uma rede de Bragg com eliminação dos lóbulos laterais por apodização para diferentes valores de Δn .

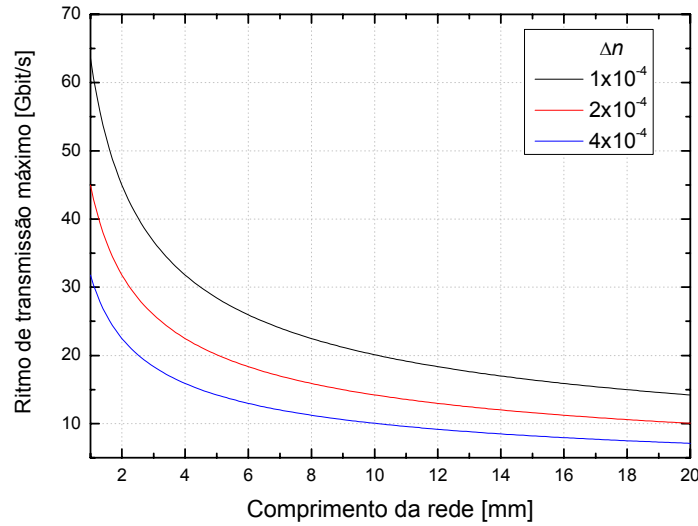


Figura 6.8 – Ritmo de transmissão máximo em função do comprimento de uma rede de Bragg e para diferentes valores de Δn . Parâmetros da simulação: $x = 75\%$, $q = 25\%$, $\Delta \nu_c = 100$ GHz.

Como se pode observar, terá que haver um compromisso entre a planura da rede, relacionada com Δn , e o ritmo de transmissão desejado. Note-se que se considera, por motivos óbvios, que a largura espectral do pulso é inferior à largura do canal.

Assim, de uma forma geral, uma rede com uma resposta espectral plana, terá algumas restrições a nível do ritmo de transmissão máximo. Por outro lado, a optimização da rede para ritmos de transmissão elevados poderá implicar a redução da planura da rede, o que poderá originar um estreitamento de banda indesejado caso o filtro seja usado em cascata, conforme o estudo da secção 6.3.2.1.

Para contornar esta aparente limitação, é possível utilizar algoritmos de análise inversa [Feced99, Rosenthal03] para “desenhar” a rede com as características espectrais e de fase desejadas. Com essa técnica, já foi possível produzir redes com reflectividades de 99.9 %, com elevada planura e sem dispersão [Ibsen00a, Ibsen00b].

6.4 Compensador da dispersão

Os sistemas de comunicação por fibra óptica trabalham, de uma forma geral, na janela dos 1550 nm de forma a coincidir com a zona de menor atenuação da fibra e, desta forma, maximizar a distância de transmissão. Contudo, neste comprimento de onda, a dispersão da velocidade de grupo (GVD – *Group Velocity Dispersion*) nas fibras comuns SMF (*Single Mode Fiber*) limita a distância máxima de propagação. A GVD resulta de dois tipos de dispersão: a dispersão material e a dispersão do guia de onda.

A dispersão do material, como o próprio nome indica, depende das características de propagação da luz no material de que é feito o guia. No caso particular dos materiais dieléctricos, como a sílica, o índice de refração do material depende da frequência óptica do campo electromagnético.

A dispersão do guia de onda depende das características físicas deste, tais como o diâmetro do núcleo e a diferença entre o índice de refração do núcleo e bainha e ocorre porque uma fracção do modo de propagação se encontra na bainha, não estando portanto o modo totalmente contido no núcleo. Deste modo, o índice de

refracção efectivo é dado por uma média dos índices de refração do núcleo e da bainha, pesada em função da fracção de propagação em cada um dos meios. Como essa fracção depende da frequência óptica, resulta que o índice de refração efectivo depende da frequência óptica do campo electromagnético.

Do somatório destes dois tipos de dispersão resulta a GVD. Considerando que um impulso óptico é composto por diferentes componentes espectrais, estes propagam-se a diferentes velocidades devido à GVD, atingindo o receptor óptico em tempos diferentes, o que provoca um alargamento do pulso final (Figura 6.9).

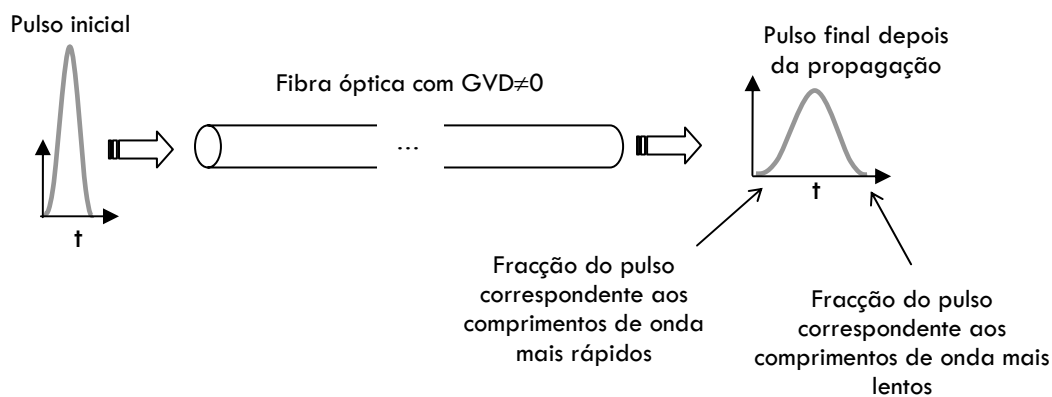


Figura 6.9 – Esquema do processo de alargamento dos pulsos ópticos devido à GVD.

O alargamento temporal dos impulsos ópticos limita a distância máxima de propagação. Para um sistema de comunicações ópticas a operar a taxas de transmissão superiores a 10 Gbit/s, a máxima distância de propagação é na ordem dos quilómetros. Para valores de distância superiores, o alargamento do pulso origina uma sobreposição significativa de pulsos adjacentes, resultando na corrupção dos dados. Este problema poderá ser corrigido inserindo um elemento que induza um atraso de grupo simétrico ao provocado pela totalidade da fibra. Este elemento é designado por compensador de dispersão.

Entre os diversos compensadores da dispersão utilizados actualmente, as redes de Bragg aperiódicas são um dos mais importantes e versáteis. Desde a primeira utilização das redes aperiódicas para compensar a dispersão, sugerida por Ouellete em 1987 [Ouellete87], que as redes de Bragg aperiódicas têm sido amplamente

utilizadas na compensação da dispersão [Kashyap96, Enns98a, Kashyap98, Ibsen00c, Song03]. A largura de banda deste tipo de redes tanto pode ser desenhado para compensar uma ampla gama de comprimentos de onda, como pode ser desenhada para compensar apenas um canal. Essa largura de banda, $\Delta\lambda_{chirp}$, pode ser facilmente estimada a partir de

$$\Delta\lambda_{chirp} = \lambda_{\max} - \lambda_{\min} = 2n_{eff} (\Lambda_{\max} - \Lambda_{\min}) \quad (6.9)$$

onde Λ_{\max} e Λ_{\min} são, respectivamente os períodos maior e menor na rede aperiódica. Se a aperiodicidade da rede existir devido a uma variação do valor médio e não do período da variação do índice, a expressão (6.9) é substituída por

$$\Delta\lambda_{chirp} = 2\Lambda (n_{eff\max} - n_{eff\min}) \quad (6.10)$$

onde $n_{eff\max}$ e $n_{eff\min}$ são os valores máximos e mínimos do índice de refração médio na rede de Bragg. Assumindo que a entrada do sinal é efectuada no sentido de período crescente (ou valor médio do índice de refração crescente), o atraso de grupo induzido por uma rede de Bragg com aperiodicidade linear, para $\lambda_{\min} < \lambda < \lambda_{\max}$, pode ser estimado a partir de

$$\tau(\lambda) \approx \frac{(\lambda - \lambda_{\min})}{\Delta\lambda_{chirp}} \frac{2Ln_{eff}}{c} \quad (6.11)$$

Assim, a dispersão induzida pela rede pode ser calculada por

$$D_{FBG} = \frac{d\tau(\lambda)}{d\lambda} = \frac{2Ln_{eff}}{c\Delta\lambda_{chirp}}. \quad (6.12)$$

A partir de (6.11), verifica-se que uma rede de Bragg aperiódica pode ser desenhada para induzir qualquer tipo de atraso de grupo linear. Assim, para uma

determinado percurso numa fibra dispersiva, é possível desenhar uma rede de Bragg para compensar a dispersão induzida pela fibra, bastando para isso escolher o comprimento da rede e o $\Delta\lambda_{chirp}$ adequados.

Considerando uma propagação numa fibra com comprimento L_D e coeficiente de dispersão D_c , a dispersão da fibra será dada por $D_c L_D$ [ps/nm]. Deste modo, uma rede de Bragg utilizada para compensar essa dispersão terá que possuir uma dispersão $D_{FBG} = -D_c L_D$ (Figura 6.10). Note-se que a compensação só é efectuada para os comprimentos de onda compreendidos entre λ_{min} e λ_{max} .

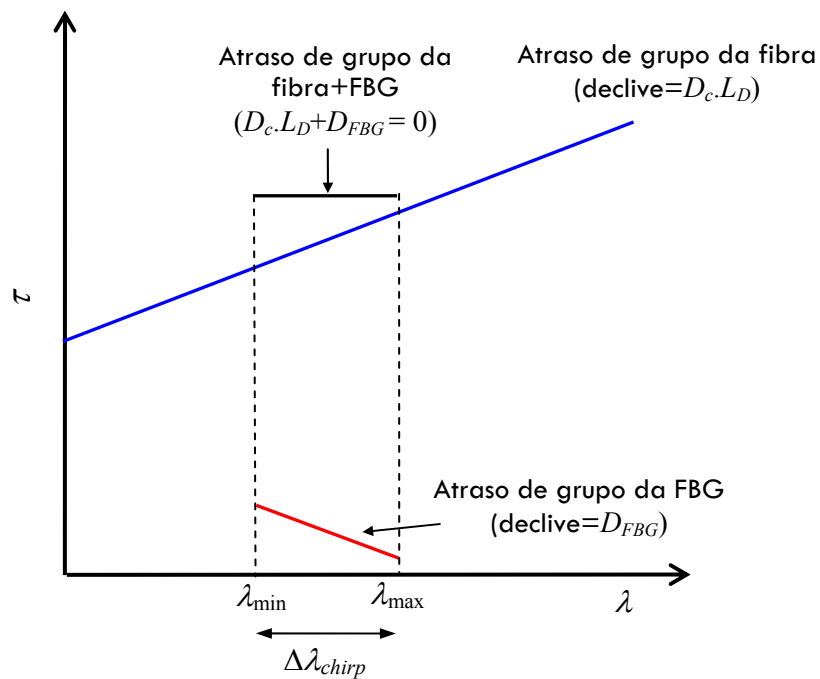


Figura 6.10 – Esquema do processo de compensação da dispersão através de uma rede de Bragg com aperiodicidade linear. Note-se que a compensação só é efectuada para os comprimentos de onda compreendidos entre λ_{min} e λ_{max} .

A Figura 6.11 mostra um exemplo de uma simulação de um pulso gaussiano que se propagou durante 44 km numa fibra dispersiva, tendo sido novamente comprimido para a largura inicial com uma rede de Bragg com aperiodicidade linear. Nota-se também uma quebra na potência óptica do pulso, em consequência das perdas por inserção da rede. Essas perdas podem ser minoradas, utilizando uma maior amplitude de modulação da variação do índice da rede.

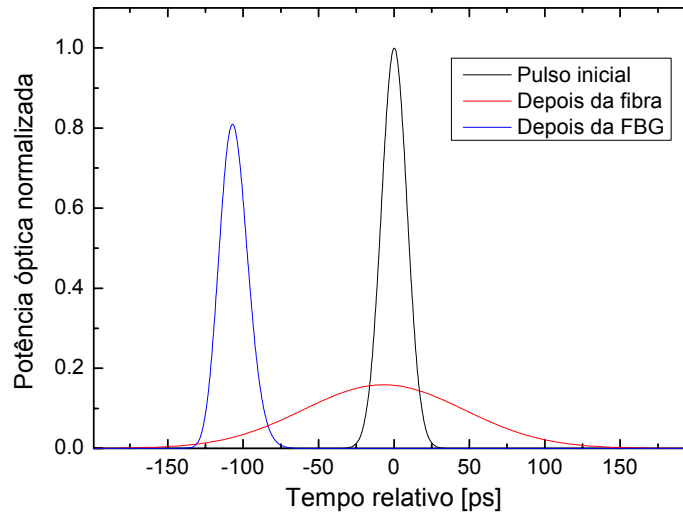


Figura 6.11 – Compressão de um pulso óptico depois de sofrer dispersão numa fibra. Parâmetros: FWHM pulso gaussiano: 20 ps; $D_c = 16$ ps/nm/km; $L_d = 44$ km; $L = 200$ mm; $\Delta\lambda_{\text{Bragg}} = 2.9$ nm; $\Delta n = 6 \times 10^{-4}$.

Além da facilidade no desenho, as redes de Bragg aperiódicas são compactas, passivas e possuem perdas de inserção muito baixas, tornando-as mais vantajosas relativamente a outras técnicas de compensação da dispersão, como a utilização de fibras de compensação da dispersão (DCF – *Dispersion Compensation Fiber*) ou a inversão espectral a meio do percurso óptico [Corchia99]. Por outro lado, é possível sintonizar o declive do atraso de grupo de uma rede aperiódica, permitindo desta forma, a utilização destas redes em dispositivos de compensação dinâmica da dispersão [Eggleton00, Wei01, Mora02, Goh02, Inui02, Dabarsyah03, Khijwania03]. A motivação para o desenvolvimento de um compensador dinâmico de dispersão resulta da necessidade de compensar algumas variações no percurso óptico de um canal, por exemplo em topologias que possuam nós ópticos onde pode haver, ou não, remoção e inserção desse canal. Além disso, a própria variação de temperatura e envelhecimento dos materiais originam alteração na dispersão total de um canal.

A sintonia da dispersão induzida por uma rede aperiódica pode ser realizada através da variação do período ao longo da rede (ex.: gradiente de elongações na rede) ou por variação do valor médio do índice de refração ao longo da rede (ex.: gradiente de temperatura). No dispositivo implementado para a compensação dinâmica da dispersão, e descrito na subsecção seguinte, a sintonia é feita por ajuste de ambos.

6.4.1 Implementação experimental

Nesta subsecção é descrito o método utilizado para aplicar um gradiente de alongação e de temperatura numa rede de Bragg.

Para aplicar o gradiente de temperatura nas redes, optou-se por colocar estas na superfície de um substrato metálico. É nas extremidades desse substrato que é aplicado um gradiente de temperaturas, através de dois módulos termo-eléctricos (TEC). A forma do substrato é otimizada para maximizar a zona de contacto com os TEC e minimizar a zona onde o gradiente é aplicado, para que o gradiente seja mais estável e para reduzir as necessidades energéticas de todo o sistema. A parte inferior dos TEC está em contacto com dissipadores térmicos (Figura 6.12). Estes, actuando como reservatório térmico, têm a dupla função de dissipar ou fornecer calor, conforme os TEC a que estão acoplados estejam a arrefecer ou a aquecer o substrato, respectivamente. Os dois dissipadores estão acoplados a uma ventoinha para manter um fluxo constante de ar entre estes e assim, mantê-los à temperatura ambiente.

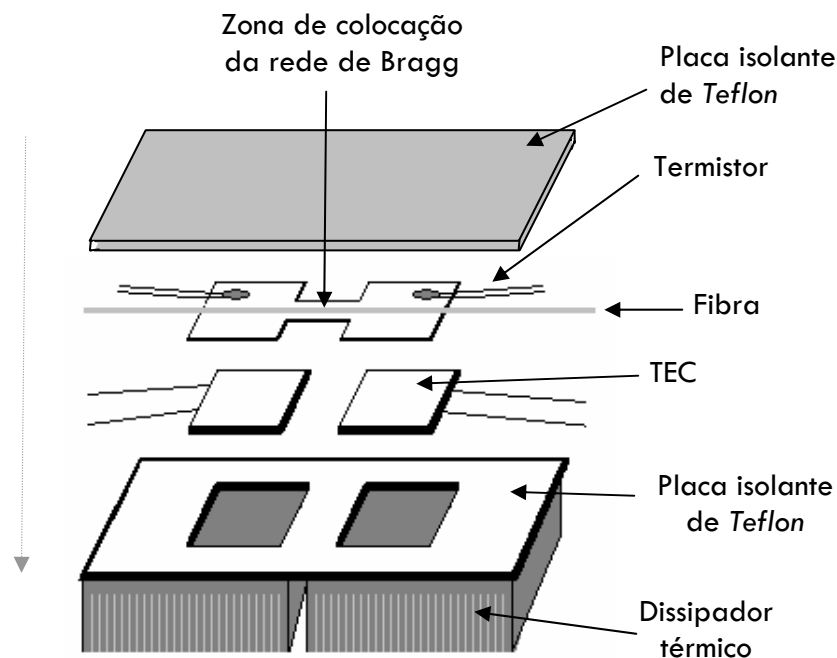


Figura 6.12 – Esquema da montagem experimental do compensador dinâmico da dispersão.

O ajuste das duas temperaturas responsáveis pelo gradiente térmico é definido através das fontes de controlo dos TEC que recebem um sinal de realimentação de dois termistores. Todo o contacto entre fibra/substrato, substrato/termistores, substrato/TEC e TEC/dissipadores é efectuado através de uma massa térmica para facilitar o contacto térmico. Tanto a zona circundante do substrato, como a zona superior deste é protegida do contacto com o meio ambiente através de material isolante para evitar perdas de calor por convecção livre (Figura 6.13).

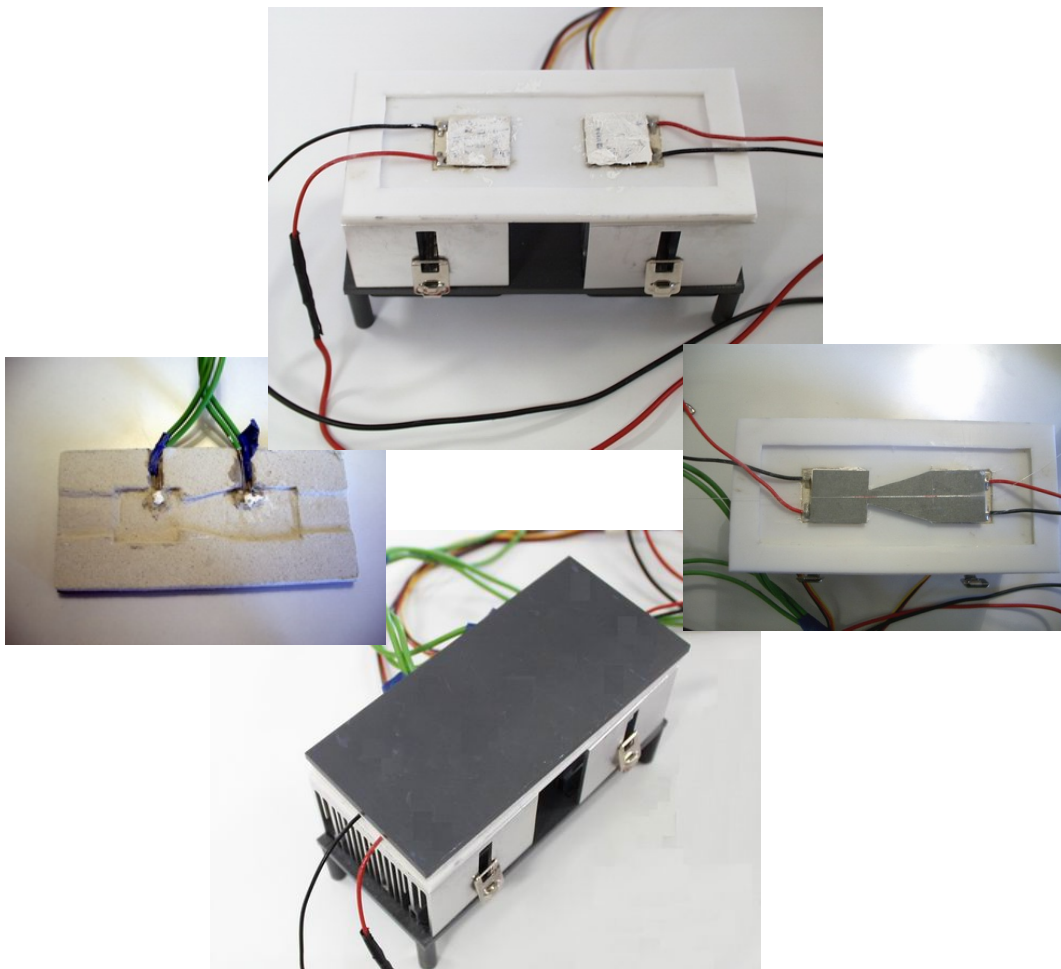


Figura 6.13 – Fotografia do dispositivo de compensação dinâmica da dispersão.

Com este dispositivo é possível obter diferentes combinações entre o tipo de gradiente aplicado (temperatura ou temperatura+elongação), ordem do gradiente

(linear ou quadrático) e tipo de rede utilizada (uniforme ou aperiódica). De seguida, são estudadas e caracterizadas algumas dessas opções.

6.4.1.1 Rede com aperiodicidade induzida por gradiente linear

Como se pretende testar a viabilidade de utilização de uma rede com aperiodicidade induzida por gradiente térmico para a compensação da dispersão, optou-se por colar a rede ao substrato para aumentar a sensibilidade desta. Deste modo, obtém-se o efeito da temperatura e da elongação do substrato. A rede foi gravada com apodização e com uma amplitude de modulação elevada para minimizar eventuais perdas de reflectividade devido à aperiodicidade induzida. O primeiro passo foi a escolha do material do substrato a utilizar. Para isso, foram tidos em conta dois parâmetros: a condutividade térmica e o coeficiente de expansão térmica linear. O primeiro não poderá ter um valor demasiado baixo, que inviabilizaria a formação de um gradiente térmico estável num período relativamente curto, nem um valor demasiado elevado, que poderia originar instabilidade no sistema devido ao fluxo de calor da zona mais quente para a mais fria. O coeficiente de expansão térmica linear terá de ser o mais elevado possível para melhorar a sensibilidade da rede. Analisando alguns dos materiais que reúnem um preço baixo a uma boa disponibilidade de fornecimento, obtém-se a Tabela 6.1.

	Condutividade térmica [W m ⁻¹ K ⁻¹]	Coeficiente de expansão térmica linear [10 ⁶ K ⁻¹]
Zinco	120	30.2
Cobre	400	16.5
Alumínio	235	23.1
Ferro	80	11.8

Tabela 6.1 – Propriedades térmicas de diferentes metais.

Tendo em conta a sua elevada expansão térmica aliada a uma condutividade térmica não muito elevada, optou-se por utilizar o zinco como substrato para as redes. Assim,

colou-se a rede, com 24 mm de comprimento, num substrato de zinco com um canal uniforme de 3 mm de largura e 25 mm de comprimento (Figura 6.14).

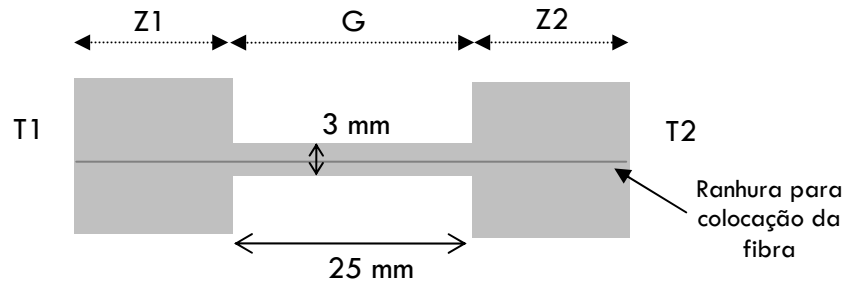


Figura 6.14 – Esquema do substrato de zinco utilizado.

O substrato consiste em 3 zonas distintas: as zonas Z1 e Z2 têm a forma de um quadrado e são colocadas em contacto directo com os TEC, que são controlados de forma a manterem as zonas Z1 e Z2 às temperaturas T1 e T2, respectivamente; a zona G tem uma forma rectangular e é aí que é gerado o gradiente de temperatura. A forma do substrato permite maximizar a área de contacto deste com os TEC e minimizar a área onde é formado o gradiente, maximizando o rendimento energético. A fibra é colocada numa ranhura própria e posicionada de modo a que a rede de Bragg fique situada na zona G. De seguida, a fibra foi colada ao substrato com uma cola baseada em cianoacrilato. Houve um cuidado especial em colocar a cola o mais uniformemente possível.

O primeiro teste consistiu em medir a sensibilidade da rede colada. Para isso, mediu-se o comprimento de onda central do espectro de reflexão da rede para diferentes temperaturas sem aplicação de gradiente ($T=T_1=T_2$). Na Figura 6.15 são comparados os resultados obtidos com a rede colada e com a rede livre (sem cola).

Os resultados mostram que houve um incremento substancial da sensibilidade da rede colada em relação à rede livre (oito vezes mais). Também se verifica que a sensibilidade do conjunto rede+cola+substrato (S_{RS}) é constante e independente da temperatura. Considerando apenas a variação do período devido à deformação mecânica teórica do zinco com a temperatura e a variação do índice de refração da fibra com a temperatura, a sensibilidade teórica deveria ser $S_{RS} \approx 45 \text{ pm}/^\circ\text{C}$, valor

muito inferior ao obtido experimentalmente. A diferença entre o valor estimado e o obtido poderá estar relacionada com a possibilidade de o zinco fornecido não ser puro, e possuir uma sensibilidade térmica diferente, adicionada ao efeito da cola, que não foi considerado na estimativa. Assim, para os cálculos teóricos seguintes, será utilizado o valor experimental obtido.

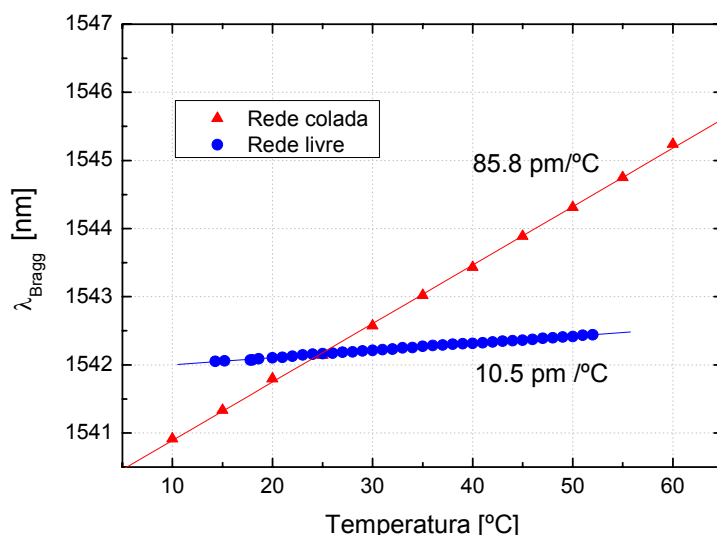


Figura 6.15 – Sensibilidade térmica de uma rede de Bragg livre comparativamente com uma rede de Bragg colada a um substrato de zinco.

Aplicando duas temperaturas diferentes nas zonas Z1 e Z2, conseguiram-se obter gradientes estáveis até 100 °C. Tendo em conta que a cola utilizada começa a perder qualidades para temperaturas superiores a 80 °C e pretendendo aumentar o tempo de vida dos TEC, ou seja, a corrente nos TEC não deverão ser superior a 1.5 A, optou-se por não forçar gradientes superiores a 60 °C. Deste modo, a maioria das medidas foi efectuada com a temperatura dos dois extremos entre 10 e 60 °C, o que equivale a diferenças de temperatura entre -50 e 50 °C. A Figura 6.16 mostra alguns dos espectros de reflexão da rede para diferenças de temperatura entre 10 e 50 °C.

Nota-se um decréscimo na potência de pico reflectida à medida que a diferença de temperatura entre os extremos aumenta. Isso é um resultado da redução do acoplamento de modos para cada comprimento de onda. Em termos práticos, o efeito poderá ser compreendido pelo facto de existir um menor comprimento de rede que fica associado a cada comprimento de onda reflectido. Mesmo assim, devido ao facto

de estarmos na presença de uma rede forte, o valor máximo de perda de reflectividade não ultrapassa os 5 dB. Por outro lado, a largura de banda também aumenta com o incremento do gradiente de temperatura, tal como seria de esperar.

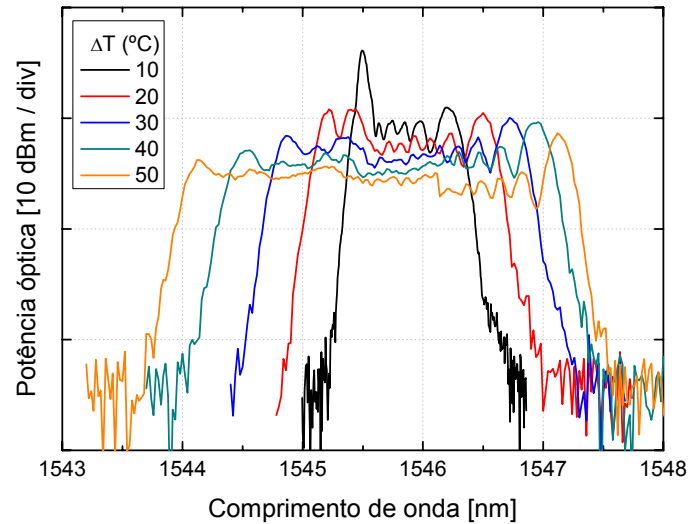


Figura 6.16 – Espectros de reflexão da rede de Bragg quando sujeita a diferentes gradientes de temperatura.

O gráfico da Figura 6.17 mostra a largura de banda da rede medida a 3 dB e na base (nível médio de ruído), estimada a partir dos espectros de reflexão da rede. Os resultados mostram uma evolução linear da largura de banda, em consonância com a linearidade da sensibilidade à temperatura e com a linearidade das expressões (6.9) e (6.10).

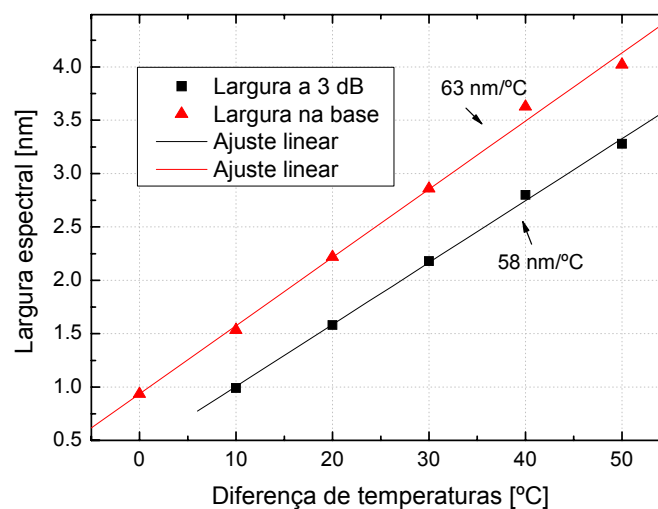


Figura 6.17 – Variação da largura de banda medida a 3 dB e na base em função da diferença de temperaturas aplicada no substrato.

O atraso de grupo da rede também foi medido e é mostrado na Figura 6.18 para duas diferenças de temperatura simétricas (-50 e 50°C).

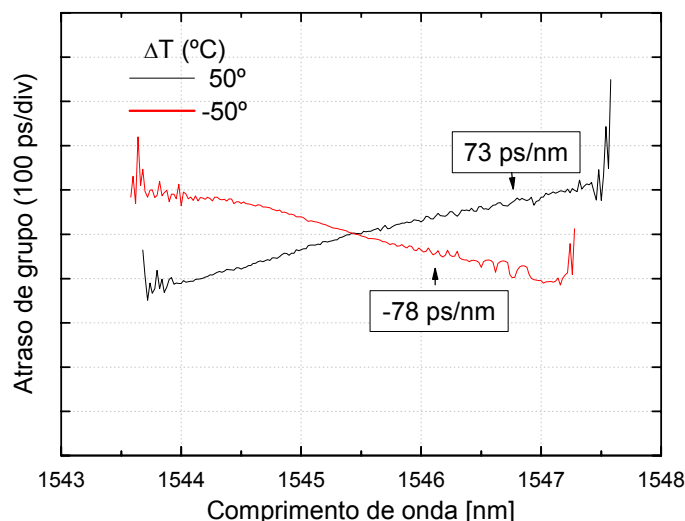


Figura 6.18 - Atraso de grupo para $\Delta T = -50^\circ\text{C}$ ($T_1 = 60$ e $T_2 = 10^\circ\text{C}$) e 50°C ($T_1 = 10$ e $T_2 = 60^\circ\text{C}$).

Os resultados mostram que foi possível inverter o declive do atraso de grupo com a aplicação de gradientes simétricos. Por outro lado, o comprimento de onda central manteve-se constante. Verifica-se também que o atraso de grupo apresenta um comportamento bastante linear e com poucas flutuações ao longo dos comprimentos de onda de reflexão. Para uma diferença de -50°C , nota-se uma ligeira inflexão no atraso de grupo nos 1544.5 nm. Isso poderá indicar que o tempo de estabilização do sistema não terá sido suficiente para que a cola adquirisse a nova forma devido à dilatação da base de zinco.

A alteração do comprimento de onda central da rede, mantendo a dispersão, também foi testada. Assim, registou-se o atraso de grupo da rede para três gradientes com a mesma amplitude, mas com diferentes temperaturas médias (Figura 6.19). Os resultados mostram a viabilidade de sintonizar o compensador para diferentes comprimentos de onda centrais, mantendo as mesmas características de atraso de grupo.

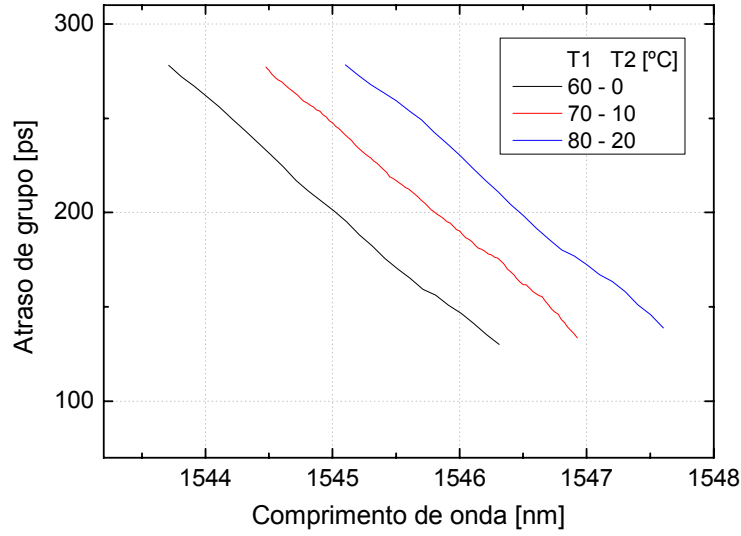


Figura 6.19 – Atraso de grupo da rede de Bragg com aperiodicidade induzida para gradientes com a mesma amplitude térmica (60 °C), mas com diferentes temperaturas médias (30, 40 e 50 °C)

Tendo em conta a linearidade obtida na sensibilidade, na variação da largura de banda e na variação do comprimento de onda central, pode-se estimar um valor aproximado para o declive do atraso de grupo da rede a partir de (6.12). Deste modo, fica

$$D_{FBG} \approx \frac{2Ln_{eff}}{cS_{RS}\Delta T}, \quad \Delta T \neq 0. \quad (6.13)$$

Note-se que a expressão (6.13) é uma aproximação e não é válida para valores de ΔT próximos de 0 °C, uma vez que não se considerou a largura espectral da rede quando $\Delta T = 0$ °C. Os valores teóricos calculados a partir de (6.13), para diferentes gradientes de temperatura, foram comparados com as medidas experimentais (Figura 6.20).

A concordância com a teoria é bastante razoável, notando-se apenas um ligeiro desfasamento à medida que a diferença de temperatura é menor. Como foi referido, para gradientes pequenos, a aproximação teórica perde a validade.

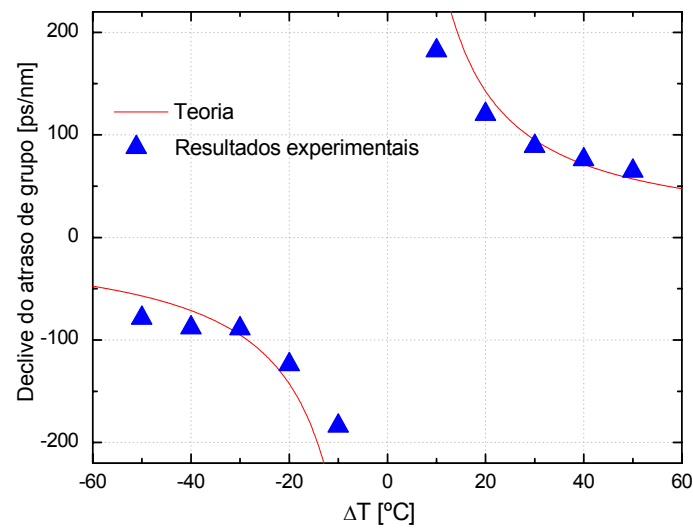


Figura 6.20 – Dispersão induzida termicamente por diferentes gradientes de temperatura.

Os resultados mostram que foi possível variar o declive do atraso de grupo da rede entre -184 e 182 ps/nm. Esta amplitude de variação permite compensar variações de percurso óptico num canal até ± 11 km (para uma fibra com $GVD=16$ ps/nm/km). Deste modo, este dispositivo é ideal para topologias de rede onde os canais não seguem sempre o mesmo percurso óptico. Assim, a dispersão total seria compensada por dois elementos: um compensador estático (ex.: rede de Bragg aperiódica ou DCF) que compensa o percurso óptico médio, em série com o compensador dinâmico apresentado, que compensa as variações de percurso óptico. Em alternativa, os dois compensadores podem ser integrados num único. Para isso bastará aumentar o comprimento da rede e do dispositivo. Caso as flutuações não sejam tão elevadas e dependam unicamente de variações ambientais, pode-se optar por utilizar uma rede com uma aperiodicidade predefinida e aplicar apenas gradientes de temperatura, sem colar a rede. O método é descrito de seguida.

6.4.1.2 Rede aperiódica com aplicação de um gradiente linear de temperatura

Para o teste de sintonia da dispersão com uma rede aperiódica, foi gravada uma rede com 24 mm de comprimento através da técnica do varrimento da máscara de fase. A rede foi colocada no topo do substrato de metal, sem cola, e posteriormente coberta pela tampa deste de forma a minimizar as trocas de calor com o meio

ambiente. A temperatura dos extremos da rede foi ajustada para duas situações simétricas: 10 e 60 °C e para 60 e 10 °C, respectivamente. Na Figura 6.21, os atrasos de grupo da rede, para as duas situações, são comparados com o atraso de grupo num estado de temperatura uniforme (25 °C).

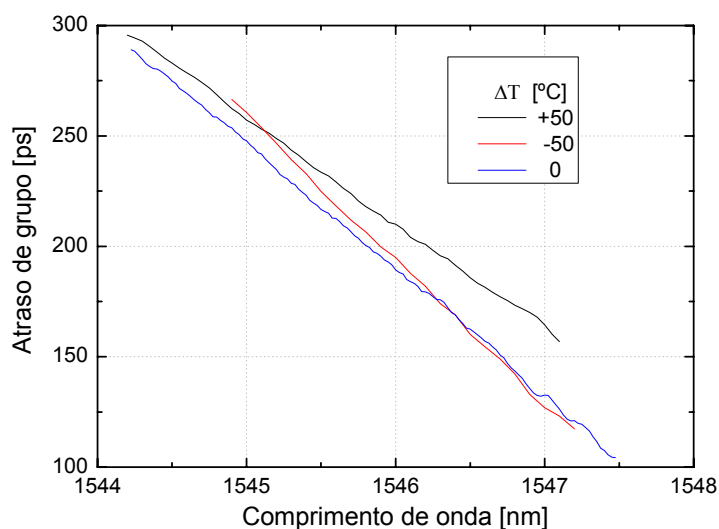


Figura 6.21 – Atraso de grupo da rede aperiódica quando sujeita a diferentes gradientes de temperatura.

O declive do atraso de grupo medido para os diferentes gradientes foi: -48.08 ps/nm \pm 0.15 ps/nm para $\Delta T = 50^\circ\text{C}$, -56.95 ps/nm \pm 0.12 ps/nm para $\Delta T = 0^\circ\text{C}$ e -59 ps/nm \pm 0.44 ps/nm para $\Delta T = -50^\circ\text{C}$. Comparando com a temperatura de referência, 25°C, observa-se um incremento do declive do atraso de grupo para as temperaturas 60 e 10 °C enquanto que para a situação inversa, o declive é diminuído. Os resultados são consequência do reforço ou da redução da aperiodicidade da rede em função do gradiente de temperaturas que foi imposto. Por outro lado, a amplitude de variação no declive do atraso de grupo, comparativamente com os valores obtidos para a rede não aperiódica colada, também é inferior. Esse efeito também é visível na variação da largura de banda (Figura 6.22). Como a rede não é colada, a sintonia é feita mais rapidamente do que no método descrito na subsecção anterior, uma vez que não é necessário esperar que a cola se adapte a diferentes gradientes de temperatura. Contudo, a amplitude de ajuste do declive do atraso de grupo é muito inferior. Assim, esta técnica é adequada

para situações onde a variação no declive do atraso de grupo do canal é reduzida, como por exemplo, devido a variações ambientais.

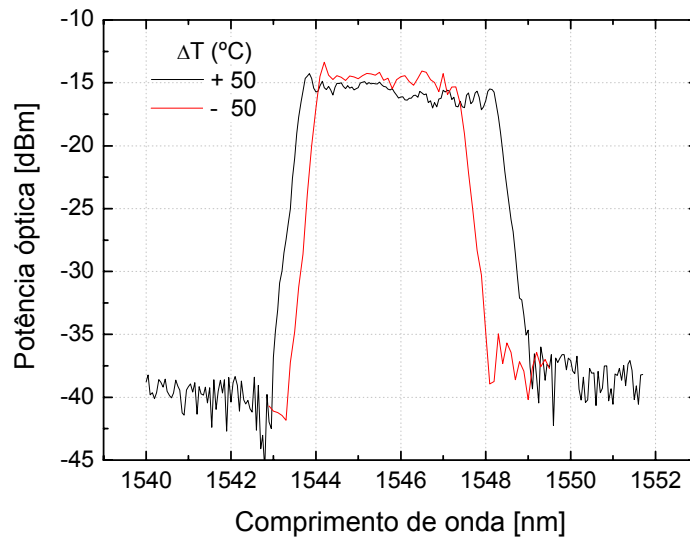


Figura 6.22 – Espectros de reflexão da rede aperiódica para gradientes de temperatura simétricos.

6.4.2 Compensação da dispersão de 3ª ordem

A compensação da GVD descrita anteriormente é referente à dispersão de 2ª ordem, onde se despreza a variação da GVD com os comprimentos de onda. Em sistemas ópticos com ritmos de transmissão superiores a 40 Gbit/s, a compensação da dispersão de 2ª ordem poderá não ser suficiente para evitar a degradação do sinal devido à dispersão das fibras utilizadas. Essa degradação ocorre, essencialmente, devido ao declive da GVD (DS – *Dispersion Slope*), também conhecido como a dispersão de terceira ordem. Assim, a compensação da DS tem sido estudada intensivamente [Takiguchi96, Tsuda94, Takiguchi98, Lee98], nomeadamente com a utilização de redes de Bragg com aperiodicidades não lineares [Durkin97, Xie00, Goh02, Song03].

Como a gravação de redes com aperiodicidade não linear é um processo relativamente complexo, optou-se por gerar a não linearidade através de um gradiente de temperatura quadrático. O método baseia-se na técnica descrita

anteriormente, mas utilizando um substrato com uma forma diferente. A geração de um gradiente de temperatura não linear pode ser feita através da utilização de um canal térmico com um perfil variável (Figura 6.23).

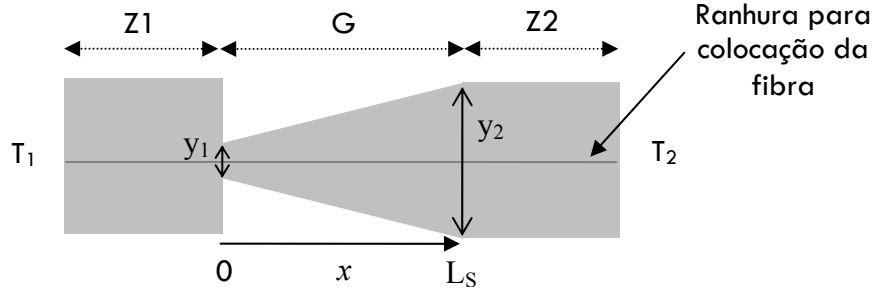


Figura 6.23 – Diagrama do substrato de zinco utilizado para gerar o gradiente não-linear.

Se a largura do canal térmico, $y(x)$, variar de forma linear com o eixo x , a distribuição de temperatura nesse canal, $T(x)$, também dependerá dessa largura. Assumindo uma variação linear, $y(x)$ pode ser definida por:

$$y(x) = a_g x + b_g \quad (6.14)$$

onde a_g e b_g são constantes que determinam o perfil. Considerando o esquema da Figura 6.23, as condições fronteiras de (6.14) são:

$$\begin{cases} y(0) = \frac{y_1}{2} \\ y(L_s) = \frac{y_2}{2} \end{cases} \quad (6.15)$$

Deste modo, as constantes a_g e b_g são dadas por $(y_2 - y_1)/L_s$ e y_1 , respectivamente. Assim, utilizando a Lei de Fourier para a transferência de calor em regime estacionário, obtém-se a seguinte distribuição de temperaturas no canal térmico:

$$T(x) = C_1 \int \frac{dx}{\frac{(y_2 - y_1)w_g x}{L_s} + y_1 w_g} + C_2 \quad (6.16)$$

onde C_1 e C_2 são constantes e w_g é a espessura do canal. Utilizando as condições fronteira, $T(0)=T_1$ e $T(L_s)=T_2$, a distribuição de temperaturas no canal pode ser calculada por

$$T(x) = \frac{T_1 - T_2}{\ln\left(\frac{y_2}{y_1}\right)} \cdot \ln\left\{1 + \left(\frac{y_1}{y_2} - 1\right) \cdot \frac{x}{L_s}\right\} + T_1 \quad (6.17)$$

A Figura 6.24 mostra a simulação da distribuição da temperatura ao longo do canal não linear da Figura 6.23 para três gradientes de temperatura diferentes.

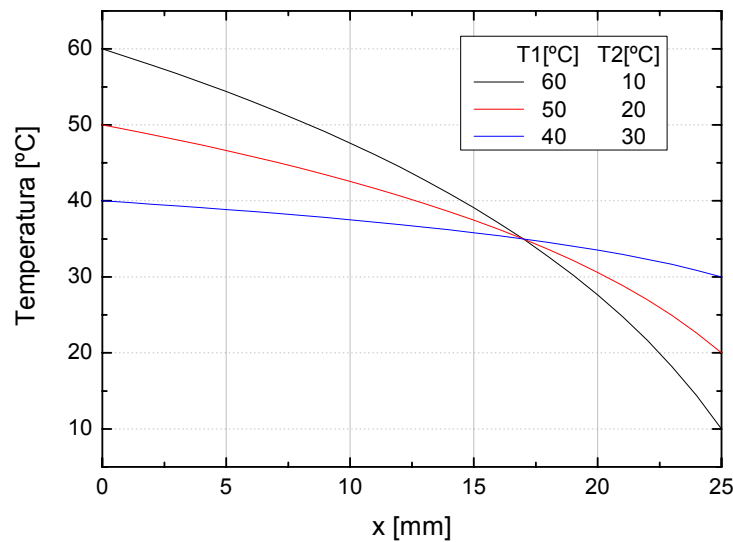


Figura 6.24 – Distribuição de temperaturas ao longo do canal não linear para diferentes gradientes aplicados.

Apesar da função descrita em (6.17) ser logarítmica, é possível ajustar perfeitamente polinómios de 2ª ordem para qualquer uma das distribuições de temperatura. O gráfico da Figura 6.25 mostra a simulação de uma rede apodizada sujeita a um gradiente de temperaturas não linear. A simulação foi efectuada com recurso à técnica da matriz de transferência, onde cada secção foi simulada com o período e valor médio do índice de refração calculados em função da dilatação e temperatura

locais do substrato, de acordo com a distribuição de temperatura calculada a partir de (6.17).

Analizando ainda a Figura 6.25 é possível confirmar que o atraso de grupo induzido pela distribuição não linear de temperatura pode ser ajustada a uma função quadrática.

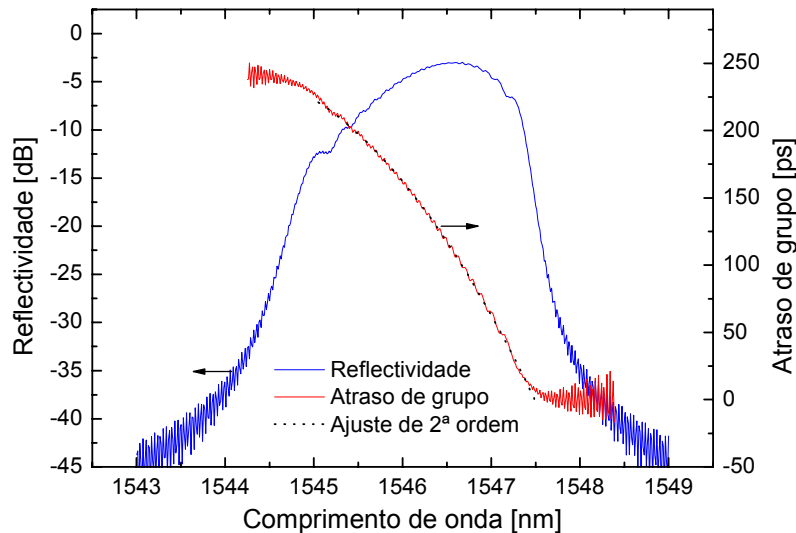


Figura 6.25 – Simulação da reflectividade e atraso de grupo de uma rede de Bragg apodizada com aperiodicidade não linear induzida por um gradiente de temperatura não linear ($\Delta T=50$ °C).

Os testes experimentais foram efectuados com uma rede uniforme com 24 mm de comprimento. A rede foi colada a um substrato de zinco com a forma da Figura 6.23. As dimensões do substrato são, respectivamente, $y_1 = 3.0$ mm, $y_2 = 10.0$ mm e $L_s = 5$ mm. De seguida, procedeu-se à aplicação de três gradientes de temperatura: 10, 30 e 50 °C. Para isso, as temperaturas das zonas Z1 e Z2 foram ajustadas para as seguintes duplas de valores: 30 e 40 °C, 20 e 50 °C e 10 e 60 °C, respectivamente. Os espectros de reflexão estão registados na Figura 6.26.

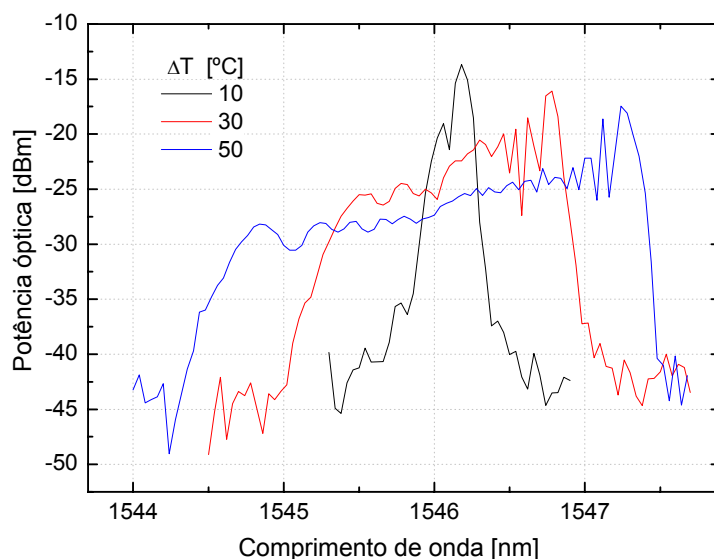


Figura 6.26 – Espectro de reflexão da rede em função da aplicação de três gradientes diferentes. A Figura 6.27 mostra uma das medidas efectuadas e a respectiva simulação, para o atraso de grupo da rede sujeita a um gradiente não linear de 50 °C.

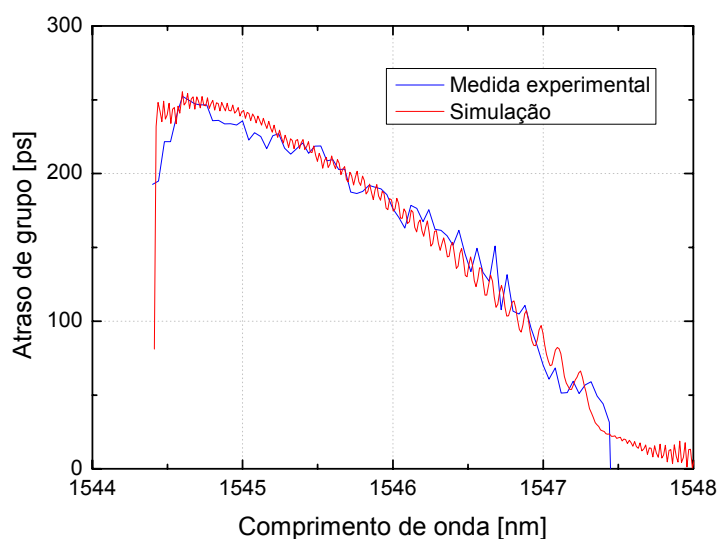


Figura 6.27 – Comparação entre o atraso de grupo de uma rede com aperiodicidade não linear induzida termicamente e a respectiva simulação.

Verifica-se que os resultados são bastante coerentes com a teoria. A flutuação do atraso de grupo está relacionada com a ausência de apodização da rede de Bragg utilizada. Poderá também ocorrer um agravamento das flutuações do atraso de grupo devido a possíveis irregularidades na cola.

De seguida, procedeu-se à análise dos coeficientes de 2ª ordem do atraso de grupo da rede, para os três gradientes aplicados (Figura 6.28). Numa análise qualitativa, observa-se que a concavidade da curvatura diminui à medida que o gradiente aumenta, ou seja, os coeficientes não lineares da curva do atraso de grupo diminuem com o incremento do gradiente de temperatura aplicado à rede.

Para analisar de forma quantitativa o atraso de grupo de segunda ordem, subtraiu-se aos valores medidos para cada gradiente, o respectivo ajuste linear. Este procedimento permite isolar o termo linear dos termos de segunda ordem. Para a curva resultante, efectuou-se um ajuste à expressão $y=A+B(x-C)^2$ através do algoritmo iterativo de Levenberg-Marquardt, onde A, B e C são constantes. O ajuste a esta expressão permite isolar de uma forma mais precisa o termo quadrático.

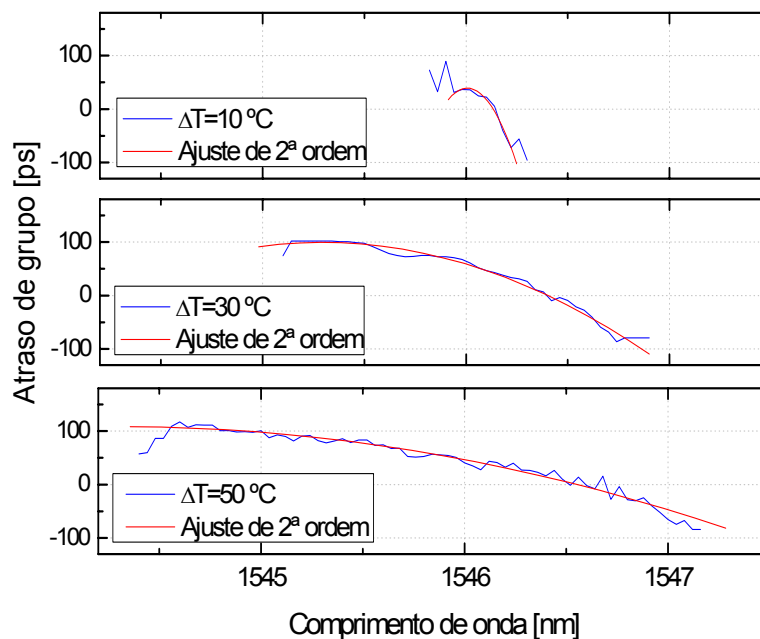


Figura 6.28 – Atraso de grupo e respectivo ajuste de 2ª ordem para os três gradientes aplicados na rede de Bragg.

O resultado da subacção do ajuste linear ao atraso de grupo, bem como o respectivo ajuste quadrático são apresentados na Figura 6.29.

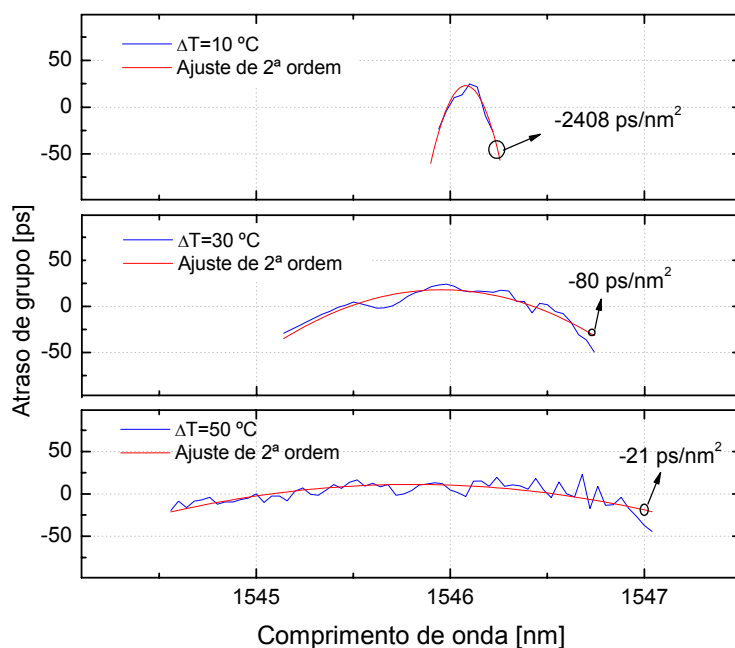


Figura 6.29 – Atraso de grupo da rede sem o termo linear, para diferentes gradientes aplicados.

A Tabela 6.2 resume os valores obtidos para os ajustes lineares e quadráticos em função dos gradientes aplicados.

Gradiente aplicado	Coefficiente linear	Coefficiente quadrático
$\Delta T=10\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($T_1=30\text{ }^{\circ}\text{C}$ $T_2=40\text{ }^{\circ}\text{C}$)	$-357 \pm 87\text{ ps / nm}$	$-2408 \pm 320\text{ ps / nm}^2$
$\Delta T=30\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($T_1=20\text{ }^{\circ}\text{C}$ $T_2=50\text{ }^{\circ}\text{C}$)	$-104.4 \pm 5.9\text{ ps/nm}$	$-80.3 \pm 5.2\text{ ps / nm}^2$
$\Delta T=50\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($T_1=10\text{ }^{\circ}\text{C}$ $T_2=60\text{ }^{\circ}\text{C}$)	$-64.0 \pm 2.3\text{ ps/nm}$	$-21.0 \pm 2.3\text{ ps / nm}^2$

Tabela 6.2 – Valores ajustados para os coeficientes lineares e quadráticos do atraso de grupo medido para diferentes gradientes aplicados à rede de Bragg uniforme.

Analisando os resultados apresentados, observa-se que o coeficiente de primeira ordem variou entre -357 e -64 ps/nm. Para os mesmos gradientes conseguiu-se variar o coeficiente de segunda ordem entre -2408 e -21 ps/nm². Para uma diferença de temperaturas de 10 °C, o erro associado ao cálculo dos coeficientes linear e

quadrático do atraso de grupo é consideravelmente elevado em termos absolutos. O elevado erro é resultado do valor também elevado dos coeficientes, mas também do número reduzido de pontos utilizados para o cálculo. Para gradientes maiores, os coeficientes são menores e, dado serem utilizados mais comprimentos de onda para os cálculos, o erro final é, em termos absolutos, menor. Nesta situação, pode-se concluir que, para valores abaixo dos 80 ps/nm^2 , o dispositivo experimental apresentado consegue compensar a DS. O erro associado não ultrapassa os 5 ps/nm^2 , valor que pode ser considerado relativamente baixo para a maioria dos actuais sistemas de comunicações ópticas. Deste modo, considerando uma fibra com uma DS de $0.07 \text{ ps/nm}^2/\text{km}$, o sistema pode compensar percursos até 1143 km.

Utilização de uma rede aperiódica

Da mesma forma descrita anteriormente para um gradiente de temperatura linear, também é possível aplicar um gradiente não linear a uma rede gravada com aperiodicidade linear. Assim, colocou-se uma rede aperiódica na superfície do substrato utilizando apenas massa térmica para permitir maior contacto térmico entre a fibra e o substrato. Os resultados revelaram que os gradientes aplicados não eram suficientes para que se notasse o efeito não linear, tal como se comprova pela Figura 6.30 para um gradiente de 36°C .

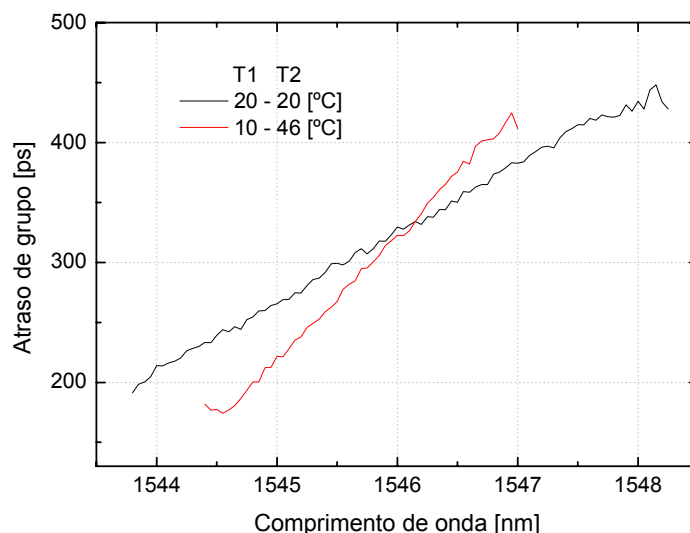


Figura 6.30 – Atraso de grupo de uma rede aperiódica sujeita a um gradiente de temperatura não linear, sem utilização de cola.

Deste modo, optou-se por colar a rede ao substrato e assim, aumentar a sensibilidade da rede à temperatura. As medidas dos atrasos de grupo para diferentes gradientes aplicados estão registados na Figura 6.31.

Numa primeira análise qualitativa, observa-se que um gradiente aplicado de forma a favorecer a aperiodicidade da rede, diminui a concavidade do atraso de grupo, sendo o inverso também verdade. Utilizando o mesmo método de cálculo dos coeficientes linear e quadrático do atraso de grupo para a rede uniforme colada, foi possível obter a Tabela 6.3. Mais uma vez se comprova o que foi analisado qualitativamente nos gráficos anteriores, ou seja, os gradientes que favorecem a aperiodicidade da rede de Bragg implicam um favorecimento dos coeficientes quadrático e linear. Neste caso, conseguiu-se variar o coeficiente linear entre -38 ps/nm e -70 ps/nm enquanto que o coeficiente quadrático variou entre -1 ps/nm^2 e -33 ps/nm^2 . Comparando os resultados com os da Tabela 6.2, verifica-se que, o mesmo gradiente aplicado numa rede uniforme e numa rede aperiódica produz resultados diferentes, sendo que no caso da rede uniforme a amplitude é maior. Também se observa que o erro relativo associado é idêntico.

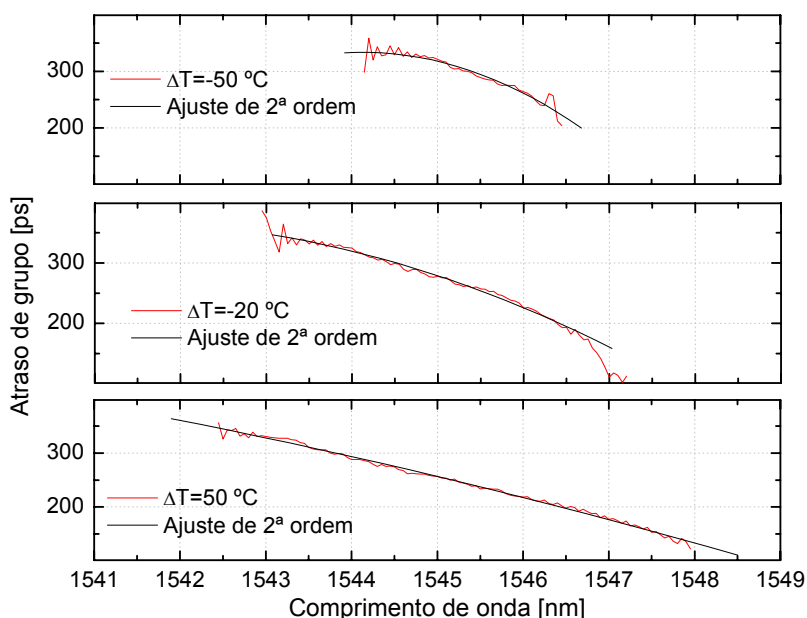


Figura 6.31 – Atraso de grupo para a rede aperiódica colada, em função de diferentes gradientes não lineares aplicados.

Gradiente aplicado	Coeficiente linear	Coeficiente quadrático
$\Delta T = -50\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($T_1 = 60\text{ }^{\circ}\text{C}$ $T_2 = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$)	$-69.9 \pm 3.8\text{ ps/nm}$	$-32.9 \pm 3.2\text{ ps / nm}^2$
$\Delta T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($T_1 = 45\text{ }^{\circ}\text{C}$ $T_2 = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$)	$-48.16 \pm 0.93\text{ ps/nm}$	$-9.08 \pm 0.72\text{ ps / nm}^2$
$\Delta T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($T_1 = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$ $T_2 = 60\text{ }^{\circ}\text{C}$)	$-37.94 \pm 0.30\text{ ps / nm}$	$-1.08 \pm 0.18\text{ ps / nm}^2$

Tabela 6.3 - Valores ajustados para os coeficientes lineares e quadráticos do atraso de grupo medido para diferentes gradientes aplicados à rede de Bragg aperiódica.

O ajuste máximo do coeficiente de 2ª ordem do atraso de grupo obtido com a rede aperiódica (32.9 ps), permite compensar a DS de um troço de fibra óptica até 470 km de comprimento ($DS = 0.07\text{ ps/nm}^2/\text{km}$). Deste modo, torna-se mais vantajosa a utilização de uma rede de Bragg sem aperiodicidade na compensação da dispersão de terceira ordem, uma vez que permite uma maior amplitude de compensação da DS.

6.5 Conclusões

Neste capítulo foram estudadas algumas aplicações das redes de Bragg. Em primeiro lugar foi descrita a viabilidade de utilização das redes de Bragg como sensores biomecânicos. Para isso, instrumentou-se uma mandíbula cadavérica com redes de Bragg e com extensómetros eléctricos. Os resultados obtidos, com carga estática e dinâmica, mostraram a superioridade das redes de Bragg, relativamente aos extensómetros. Essa superioridade deve-se, por um lado, à melhor relação sinal-ruído e insensibilidade a ruídos eléctricos e por outro, às menores dimensões do sensor.

Como as redes de Bragg têm vindo a assumir-se como um elemento chave na filtragem óptica, foi também estudada a utilização das redes de Bragg como filtros nas comunicações ópticas. Assim, descreveu-se um método para a sintonia das redes

de Bragg numa gama de comprimentos de onda relativamente ampla. Nos resultados obtidos, conseguiu-se uma sintonia até ≈ 16 nm, embora o método possa ser melhorado para permitir uma amplitude de sintonia muito superior. Foram também estudadas as limitações no desenho das redes de Bragg em sistemas de comunicação óptica com ritmos de transmissão elevados. Assim, caso as redes sejam utilizadas em cascata e se não se utilizarem métodos de apodização complexos, é necessário haver um compromisso entre a planura do espectro de reflexão (relacionada com o estreitamento de banda) e a dispersão induzida (relacionada com o ritmo de transmissão máximo).

Foi também estudado e implementado um método para a compensação dinâmica da dispersão de 2ª e de 3ª ordem. Analisando os resultados obtidos, podemos afirmar que o sistema experimental para o controlo da dispersão consegue efectuar atrasos de grupo negativos com evolução linear ou quadrática. Os coeficientes podem ser sintonizados pelo ajuste do gradiente de temperaturas aplicado. Também o comprimento de onda central de reflexão da rede de Bragg pode ser ajustado, bastando para isso, manter a diferença de temperaturas e ajustar a temperatura central para o valor pretendido. As flutuações no atraso de grupo não foram muito relevantes, sendo maiores quando se utilizava uma rede colada. Contudo, nas redes coladas verificou-se que ao fim de algumas variações substanciais de gradiente, nomeadamente quando se variava um gradiente de temperaturas para o gradiente simétrico, ocorriam situações de pouca reprodutibilidade. Este fenómeno é resultado do próprio efeito da cola, sendo necessário elevar a temperatura da cola para valores perto dos 70 °C e depois ajustar o gradiente pretendido. Na prática, este fenómeno poderá não ser inconveniente, uma vez que o sistema pode ser desenhado para operar sem necessidade de inversão do declive. As flutuações também se revelaram maiores para menores gradientes de temperatura. Presume-se que este efeito seja devido à inércia mecânica da cola, que é maior para pequenas diferenças de temperatura. Como conclusão final, pode-se afirmar que o dispositivo apresentado pode ser utilizado para compensação dinâmica da dispersão de 2ª e 3ª ordem das fibras ópticas. No caso da compensação de 2ª ordem, pode ser utilizada uma rede de Bragg colada num substrato de zinco. Se a amplitude de variação for

suficientemente pequena, poderá ser utilizada uma rede de Bragg aperiódica colocada, sem cola, no substrato de zinco. Deste modo, o dispositivo de compensação beneficiará de um menor tempo de sintonia devido à ausência da cola. Na compensação de 3ª ordem verificou-se que a melhor opção é a utilização de uma rede não aperiódica colada ao substrato.

CAPÍTULO 7

Aplicação das redes de Bragg gravadas em fibra de elevada birrefringência

7.1 Introdução

Neste capítulo são abordadas diversas aplicações para as redes HiBi. Deste modo, na secção 7.2 é estudado e implementado um compensador de primeira ordem da dispersão dos modos ortogonais da polarização (PMD). Na secção 7.3 é descrito um método para a implementação de lasers em fibra com multi-comprimentos de onda. O método também pode ser utilizado para a geração de duas bombas sintonizáveis de forma independente e com polarização ortogonal entre si. Com base na técnica proposta, foi possível desenvolver diversos tipos de conversores de comprimentos de onda. Assim, na secção 7.4 são descritas, de forma teórica e experimental, novas arquitecturas para a conversão de comprimentos de onda. As arquitecturas propostas permitem diminuir o número de componentes necessários para a conversão, reduzindo significativamente o custo do dispositivo. Ainda na secção 7.4 é apresentada uma

correção ao modelo geralmente utilizado para a conversão de comprimentos de onda com fibras de dispersão deslocada (DSF – *Dispersion Shifted Fiber*). Na secção 7.5.1 é proposto um novo método para otimizar a codificação e decodificação em sistemas com codificação tempo-comprimento de onda. Este método permite otimizar o espectro óptico e reduzir a interferência entre utilizadores. Finalmente, na secção 7.5.2, é estudado um método de implementação da técnica de ondas de rádio em fibra óptica (RoF), com redes HiBi. A técnica permite também otimizar o espectro óptico e reduzir significativamente a interferência entre canais.

7.2 Compensador de primeira ordem da dispersão dos modos de polarização

7.2.1 Introdução

A birrefringência e falta de uniformidade de algumas das fibras ainda existentes nas redes ópticas actuais, principalmente as que foram instaladas na década de 80 e princípio da década de 90, originam diferentes velocidades de propagação nas duas componentes ortogonais do modo fundamental de propagação na fibra. As duas componentes de polarização de um impulso óptico a propagar na fibra irão chegar ao destino em diferentes tempos, devido à também diferente velocidade de propagação. A diferença irá provocar um alargamento temporal do impulso e pode ser estimada apenas por métodos estatísticos, devido à natureza aleatória das não-uniformidades da fibra. Ao fenómeno descrito, e que origina um alargamento dos impulsos devido à birrefringência da fibra, designa-se por dispersão dos modos de polarização (PMD). Os valores de PMD podem variar entre $0.2 \text{ ps/nm/km}^{0.5}$ nas fibras mais recentes, e de conhecimento do autor, até $100 \text{ ps/nm/km}^{0.5}$ nas fibras mais antigas. Estes valores podem-se tornar bastante críticos quando se pretende propagar sinais ópticos com ritmos superiores a 10 Gbit/s a distâncias longas.

Em primeira aproximação, a PMD poderá ser compensada através de um atraso temporal de um dos modos de polarização em relação ao outro. Uma vez que a PMD

pode variar em redes ópticas com reencaminhamento óptico, devido a diferenças no percurso, e também em percursos ponto-a-ponto devido a flutuações de temperatura ou pressões pontuais, a compensação da PMD deverá ser feita de forma dinâmica. Um dos métodos mais comuns de compensação dinâmica no domínio óptico baseia-se na utilização de óptica no espaço livre. Nesta técnica, o sinal é dividido nas duas polarizações fora da fibra. Posteriormente, o percurso óptico de uma das componentes em relação à outra é ajustado para que seja conseguido o atraso temporal pretendido. Depois da correcção, as componentes ortogonais são novamente combinadas na fibra [Bulow99]. Este método, além de não ser muito prático, tem todas as desvantagens inerentes à utilização de técnicas de óptica no espaço livre, tais como reflexões indesejadas, mesmo com tratamentos anti-reflexo, ou a elevada sensibilidade mecânica dos dispositivos. Um outro método de compensação dinâmica da PMD baseia-se na sintonia por temperatura de pequenos troços de fibras HiBi [Ozeki94]. Este método apresenta problemas de sintonia, flexibilidade e de rapidez de operação. Outro dos métodos para compensar a PMD, baseia-se na utilização de redes HiBi com aperiodicidade não-linear [Lee99, Pan00]. Esta técnica permite efectuar a compensação sem necessidade de recorrer à óptica no espaço livre e permite uma maior gama de sintonia relativamente à sintonia por temperatura de troços de fibras HiBi. Uma variante desta técnica será estudada nesta secção.

7.2.2 Compensação com redes HiBi com aperiodicidade linear

Numa rede aperiódica, tal como descrito anteriormente, cada comprimento de onda da banda de reflexão é reflectido em diferentes posições da rede, o que origina uma variação no atraso de grupo em função do comprimento de onda. Esta variação será linear ou não, conforme a aperiodicidade seja ou não linear. Suponhamos agora uma rede HiBi aperiódica com luz incidente possuindo as duas componentes da polarização. Cada ponto da rede irá reflectir dois comprimentos de onda, separados de $\Delta\lambda_{HB}$, ou seja, o atraso de grupo induzido será composto por duas funções iguais e transladadas de $\Delta\lambda_{HB}$. A Figura 7.1 mostra, para as polarizações x (tracejado) e y (cheio), a simulação da reflectividade e do atraso de grupo de uma rede HiBi com

aperiodicidade linear e uma apodização gaussiana de quarta ordem. A simulação foi efectuada com a técnica da matriz de transferência com os seguintes parâmetros: $L = 25$ mm, $\Lambda = 541.18$ nm e $B = 5 \times 10^{-4}$ (birrefringência da fibra).

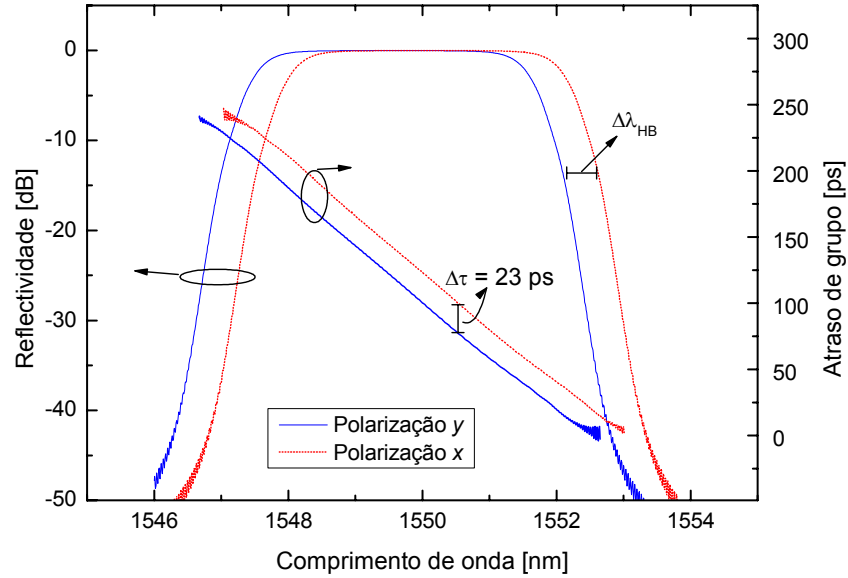


Figura 7.1 - Simulação da reflectividade e atraso de grupo de uma rede HiBi com aperiodicidade linear. A cheio: polarização y; a tracejado: polarização x.

Para os mesmos comprimentos de onda, mediu-se graficamente uma diferença de 23 ps no atraso de grupo diferencial entre as duas polarizações ($\Delta\tau$), permitindo compensar esse valor de PMD. No entanto é desejável que um compensador de PMD possua um ajuste dinâmico de forma a contrariar as flutuações que vão ocorrendo numa rede óptica. Para isso, é necessário conhecer a dinâmica da variação de $\Delta\tau$.

O atraso de grupo relativo, $\tau(\lambda)$, induzido por uma rede com aperiodicidade linear pode ser aproximado a um polinómio de 1ª ordem dado por

$$\tau(\lambda) = D_{FBG}\lambda + b_{\tau} \quad (7.1)$$

onde D_{FBG} é o declive do atraso de grupo induzido pela rede e b_{τ} é uma constante que representa a ordenada na origem da recta. Com base na expressão (7.1), o atraso de grupo da rede HiBi, para cada uma das polarizações, é dado por:

$$\begin{aligned}\tau_y(\lambda) &= D_{FBG}\lambda + b_\tau \\ \tau_x(\lambda) &= D_{FBG}(\lambda - \Delta\lambda_{HB}) + b_\tau\end{aligned}\tag{7.2}$$

deste modo, o valor de compensação da PMD, $\Delta\tau = \tau_x - \tau_y$, pode ser determinado por:

$$\begin{aligned}\Delta\tau &= -D_{FBG}\Delta\lambda_{HB} \\ &\approx -2D_{FBG}B\Lambda\end{aligned}\tag{7.3}$$

Substituindo na expressão (7.3) o valor $D_{FBG} = -42.5$ ps/nm, medido graficamente, e os valores B e Λ , utilizados na simulação da Figura 7.1, obtém-se $\Delta\tau_{analítico} = 23$ ps. Este valor é exactamente o mesmo que foi obtido através da análise gráfica da Figura 7.1.

Analizando a expressão (7.3) e tendo em conta que Λ poderá ser considerado constante dentro das gamas normais de operação, verifica-se que o controlo da compensação da PMD pode ser efectuada através do ajuste da birrefringência da fibra (B) ou da dispersão induzida pela rede aperiódica (D_{FBG}). As duas situações foram estudadas nas secções (5.7.3) e (6.4), respectivamente, e a sua aplicação será estudada de seguida.

Compensação da PMD por ajuste da birrefringência da fibra

Como foi descrito no capítulo 5, a pressão transversal numa fibra óptica altera a sua birrefringência. Ou seja, é uma técnica que poderá ser utilizada para compensar a PMD. Com base nos resultados obtidos e registados na Figura 5.27, é possível efectuar um estudo teórico da amplitude de compensação da PMD em função da força transversal aplicada. Para isso, analisou-se a variação de $\Delta\lambda_{HB}$ em função da pressão linear aplicada na fibra com um ângulo de 90°. Com estes valores, e utilizando a expressão (7.3), é possível extrapolar o atraso de grupo diferencial

numa rede HiBi aperiódica, gravada na mesma fibra, para diferentes valores de D_{FBG} (Figura 7.2).

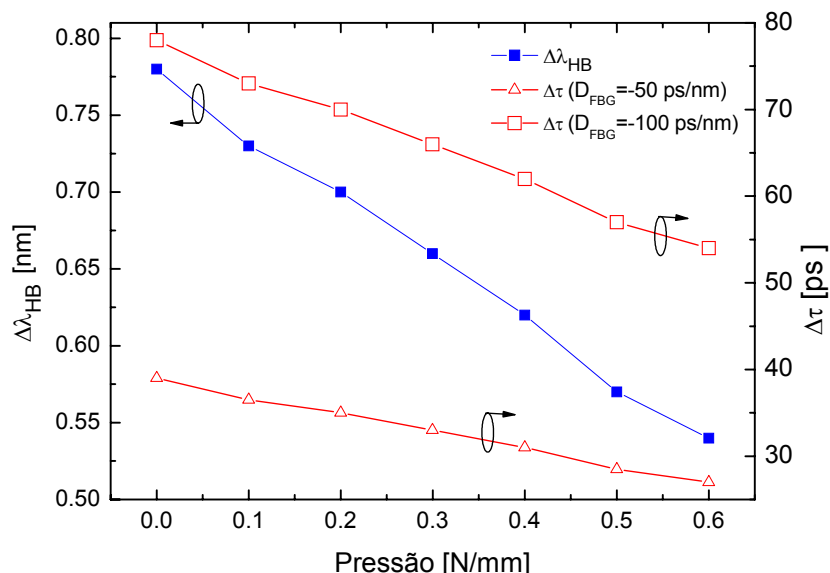


Figura 7.2 - Efeito da pressão linear transversal na diferença de comprimentos de onda das bandas ortogonais de polarização e extrapolação do respectivo atraso de grupo diferencial para diferentes valores de D_{FBG} .

Considerando apenas os resultados obtidos até 0.5 N/mm, uma vez que a partir deste valor o espectro começa a ficar substancialmente degradado (Figura 5.27), observa-se uma sintonia de $\Delta\tau$ entre 29 e 39 ps para $D_{FBG} = -50$ ps/nm e entre 57 e 78 ps para $D_{FBG} = -100$ ps/nm. Com esta gama de valores, conclui-se que o método da pressão linear transversal, numa rede HiBi aperiódica, poderá ser uma solução interessante para compensar pequenos valores de PMD, de uma forma rápida, uma vez que a resposta da rede à pressão aplicada é imediata. Caso este método seja utilizado, a escolha do D_{FBG} da rede HiBi aperiódica a gravar será feita tendo como base a gama a compensar e o grau de birrefringência da fibra.

Compensação da PMD por ajuste do declive do atraso de grupo

Como foi referido anteriormente, o atraso de grupo diferencial entre as duas polarizações também poderá ser ajustado pela variação da dispersão da rede aperiódica. Assim, colocou-se uma rede HiBi uniforme de 24 mm de comprimento no

dispositivo descrito na secção 6.4 para compensar a dispersão. A rede ficou apenas em contacto térmico com o substrato de zinco, sem cola. De seguida, foram registados os espectros de reflexão e o atraso de grupo diferencial da rede. Para a medição deste último parâmetro, registaram-se duas medidas do atraso de grupo, uma para cada polarização. O valor de $\Delta\tau$ é obtido pela subtração dessas mesmas medidas. O processo foi repetido para diferentes gradientes de temperatura aplicados ao substrato. Na Figura 7.3 é mostrado o espectro de reflexão da rede para uma incidência com polarização linear a 45 graus e para diferentes gradientes de temperatura.

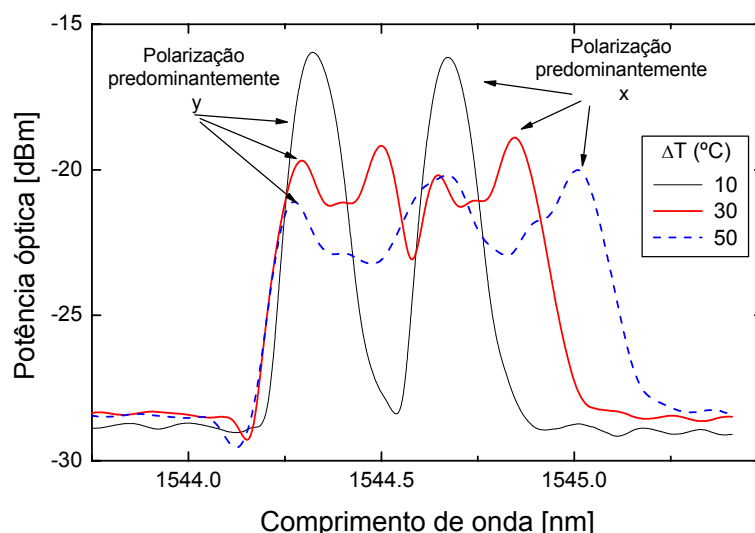


Figura 7.3 – Espectro de reflexão de uma rede HiBi sujeita a diferentes gradientes de temperatura.

Tal como seria de esperar, observa-se um alargamento no espectro de reflexão das duas bandas de polarização, chegando mesmo a tornar-se indistinguíveis para gradientes elevados. As medidas do atraso de grupo diferencial estão registadas na Figura 7.4.

Analisando os resultados obtidos, verifica-se que $\Delta\tau$ varia com o gradiente de temperatura aplicado. Entre os vários comprimentos de onda reflectidos pelas duas polarizações, a gama de comprimentos de onda perto de $\lambda = 1544.75$ nm é a que tem um comportamento mais linear em função do gradiente aplicado.

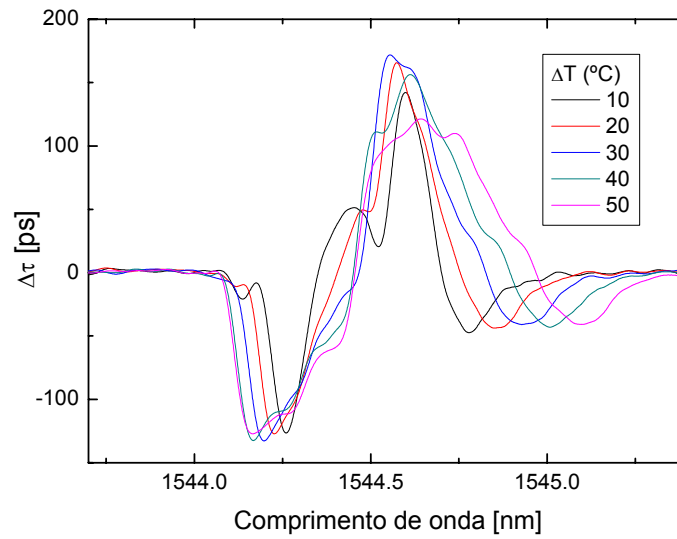


Figura 7.4 – Atraso de grupo diferencial da rede HiBi para diferentes gradientes de temperatura.

A Figura 7.5 mostra a variação de $\Delta\tau$ em função do gradiente de temperatura aplicado para esse comprimento de onda.

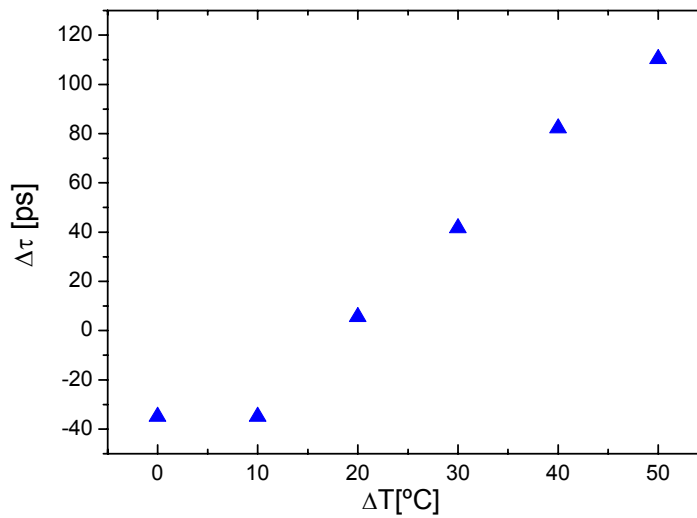


Figura 7.5 – Atraso de grupo diferencial da rede HiBi para 1544.75 nm, em função do gradiente de temperatura aplicado.

A partir de $\Delta T = 10$ °C, a variação de $\Delta\tau$ com o gradiente aplicado segue um comportamento aproximadamente linear. Contudo, a compensação só é realmente efectiva se o comprimento de onda for reflectido nas duas polarizações. Analisando novamente o gráfico da Figura 7.3, observa-se que só a partir de um gradiente de

$\approx 30\text{ }^{\circ}\text{C}$ é que existe uma sobreposição considerável de comprimentos de onda reflectidos nas duas polarizações, sem perdas elevadas. Assim, para a análise da compensação da PMD, induzida pela rede HiBi, são apenas considerados os comprimentos de onda de sobreposição e a partir de $\Delta T > 30\text{ }^{\circ}\text{C}$. No caso do comprimento de onda considerado na Figura 7.5, uma variação contínua do gradiente de temperatura entre 30 e 50 $^{\circ}\text{C}$ equivale a uma variação contínua e linear de $\Delta\tau$ entre 42 e 110 ps, respectivamente. Note-se que, caso a rede já possuísse aperiodicidade para $\Delta T = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$, a gama de gradientes de temperatura utilizáveis para a compensação seria superior.

Em função dos resultados obtidos, confirma-se a viabilidade de utilização de gradientes lineares de temperatura para compensar dinamicamente a PMD de primeira ordem. Na subsecção seguinte é estudada a viabilidade de utilização de gradientes não lineares.

7.2.3 Compensação com rede HiBi com aperiodicidade não linear

Suponhamos uma rede HiBi com aperiodicidade quadrática gravada. O gráfico do atraso de grupo induzido por este tipo de redes será composto por duas curvas parabólicas deslocadas no comprimento de onda, correspondentes às duas componentes da polarização do modo fundamental de propagação. Na Figura 7.6 é possível observar, por simulação, o atraso de grupo das duas polarizações de uma rede HiBi com aperiodicidade quadrática. A rede simulada tem 25 mm de comprimento, e a fibra HiBi tem uma birrefringência igual a $B = 5 \times 10^{-4}$.

Note-se que, ao contrário das redes HiBi com aperiodicidade linear, o atraso de grupo diferencial, entre as duas polarizações, não é constante ao longo da gama de reflexão da rede. Na verdade, no exemplo apresentado, vai aumentando à medida que o comprimento de onda também aumenta. Se a rede for sintonizada, por temperatura ou por alongação, o atraso de grupo diferencial para um determinado

comprimento de onda irá variar. No caso do exemplo da Figura 7.6, simulou-se uma sintonia de +4.5 nm. Na situação inicial, um sinal a 1550 nm irá sofrer um atraso diferencial de 41.6 ps. Contudo, após a sintonia da rede, o mesmo sinal terá apenas 12.1 ps de correcção. Deste modo, é possível ajustar a correcção no atraso de grupo diferencial apenas por sintonia simples de uma rede.

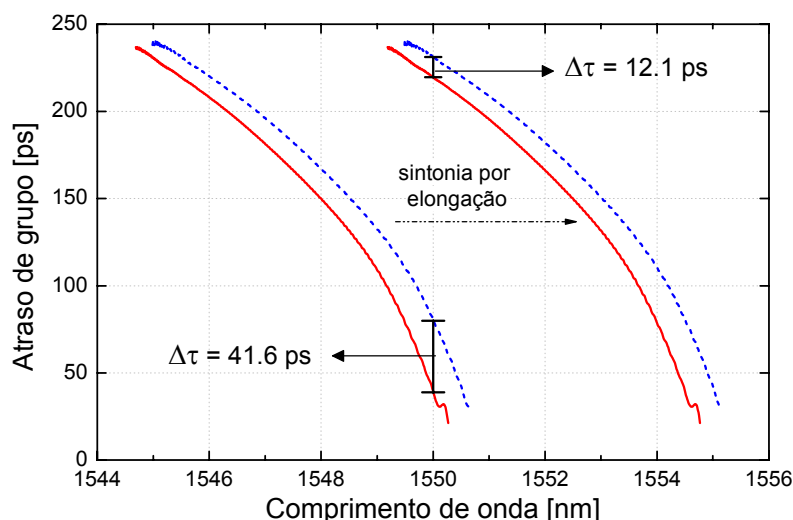


Figura 7.6 – Simulação do atraso de grupo de uma rede HiBi com aperiodicidade quadrática, para diferentes comprimentos de onda centrais da rede. Linha tracejada: polarização x; linha a cheio: polarização y.

As vantagens deste método são a sua simplicidade de sintonia, acompanhada de uma gama de operação bastante flexível. Se a sintonia for efectuada por tensão, existe ainda outra vantagem que é a sua rapidez de operação. No entanto, este método apresenta uma desvantagem que advém da necessidade de possuir uma rede com aperiodicidade não linear. Mesmo assim, é possível utilizar a técnica descrita no capítulo anterior para induzir aperiodicidades quadráticas em redes uniformes. O comportamento de um compensador de PMD, baseado na aplicação de gradientes de temperatura não lineares, pode ser extrapolado a partir dos dados obtidos para uma rede uniforme colada num substrato de zinco com o perfil da Figura 6.23 e com 24 mm de comprimento. A Figura 7.7 mostra os resultados dessa extrapolação, com base nos dados obtidos experimentalmente para um gradiente de 30 °C, para simular uma rede equivalente gravada numa fibra HiBi com uma birrefringência de $B = 5 \times 10^{-4}$ (fibra IEC). Na extrapolação foi também simulada uma sintonia de 1 nm. Para a simulação da curva correspondente à banda de polarização x da rede sem

sintonia deslocou-se a curva experimental de $\Delta\lambda_{HB}$. A sintonia da rede HiBi foi simulada por deslocação horizontal de 1 nm das duas curvas correspondentes às polarizações x e y.

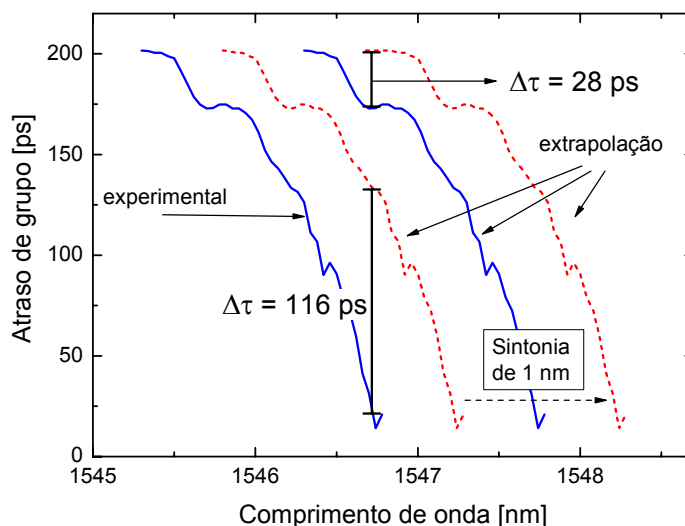


Figura 7.7 - Atraso de grupo simulado de uma rede HiBi utilizada no dispositivo de geração de aperiodicidades quadráticas, para diferentes comprimentos de onda centrais. Linha a tracejado: polarização x; linha a cheio: polarização y.

Os dados obtidos por extrapolação, mostram uma variação de $\Delta\tau$ de 28 para 116 ps para um sinal com um comprimento de onda de 1546.7 nm e com uma variação por sintonia de 1 nm no comprimento de onda central da rede. Para valores diferentes de sintonia seriam obtidos outros valores de compensação da PMD. Assim, em função dos resultados obtidos, será de esperar que, um compensador dinâmico da PMD de primeira ordem, baseado na aplicação de gradientes não lineares de temperatura em redes HiBi, seja viável.

7.3 Lasers em fibra óptica multi-comprimentos de onda

Os lasers em fibra encontram diversas aplicações em sensores ópticos e nas telecomunicações devido à sua reduzida largura de linha, potência e perfil espectral. Um laser em fibra tem que ter os seguintes componentes: meio com ganho óptico e uma cavidade ressonante. Para um laser a operar na janela dos 1550 nm, a

cavidade ressonante é geralmente formada por um anel óptico constituído por uma bomba óptica com um comprimento de onda de 980 nm ou 1480 nm, uma fibra dopada com érbio e um filtro óptico para seleccionar a frequência de ressonância, geralmente uma FBG. O ganho existe devido à emissão estimulada da fibra induzida pelo bombeamento óptico. Para se compreender melhor o funcionamento, a Figura 7.8 ilustra um diagrama de energias simplificado dos iões de érbio (Er^{3+}) numa fibra de sílica [Miniscalco91, Agrawal92].

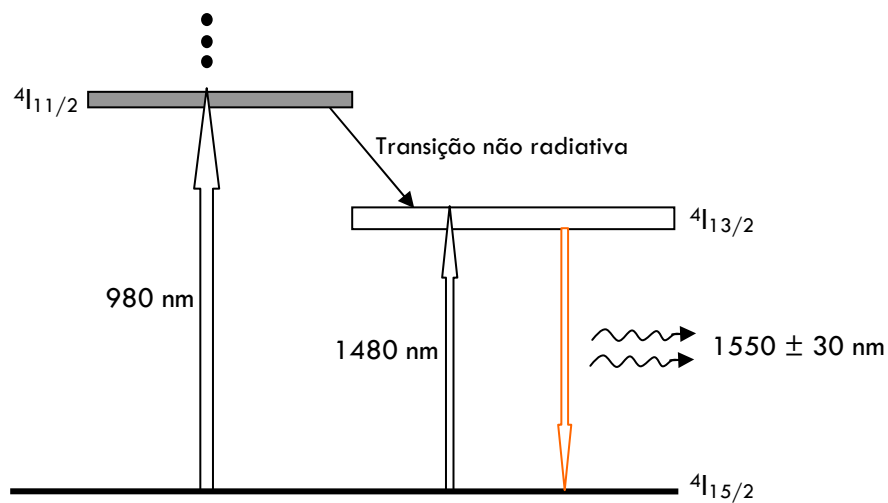


Figura 7.8 - Diagrama de algumas bandas de energia dos iões de érbio na sílica.

A natureza amorfa da sílica alarga os níveis de energia dos iões de érbio, transformando-os em bandas de energia. As transições mais utilizadas para bombeamento são a $^4I_{15/2} - ^4I_{11/2}$ com 980 nm e a $^4I_{15/2} - ^4I_{13/2}$ com 1480 nm. Em qualquer dos casos, se o bombeamento for suficiente para manter a população do nível $^4I_{13/2}$ superior à população do nível $^4I_{15/2}$, ocorre uma inversão de população, predominando a emissão estimulada. Este é o princípio básico de funcionamento de um amplificador óptico em fibra dopada com érbio, mas que pode ser utilizado como meio de ganho óptico num laser em fibra.

Os lasers em fibra baseados num anel óptico com uma fibra dopada com érbio, geralmente não permitem a geração de multi-comprimentos de onda [Gloag96, Inaba00]. Isso é uma consequência do facto de o érbio ser um meio com ganho homogéneo à temperatura ambiente, o que resulta numa competição de modos,

provocando instabilidade na geração do laser. Foram propostos métodos para reduzir a homogeneidade da fibra através do arrefecimento por azoto líquido (77 K) [Yamashita96, Wei00], no entanto, por motivos óbvios, este método não é prático. Outros métodos foram propostos, utilizando fibras especiais dopadas com érbio de forma a reduzir a homogeneidade, tais como as fibras com núcleo elíptico [Das02] ou as fibras com núcleo duplo [Graydon02].

Outra das formas de reduzir a homogeneidade da fibra consiste na utilização de várias linhas a operar com polarização linear em diferentes modos longitudinais. Deste modo, é proposta a utilização de redes HiBi em vez de uma FBG normal como é usualmente empregue. Como cada rede HiBi reflecte dois comprimentos de onda com polarizações lineares e ortogonais entre si, a implementação de lasers com multi-comprimentos de onda, baseada nesta técnica, é muito mais estável.

7.3.1 Implementação

O método utilizado para implementar o laser multi-comprimentos de onda está esquematizado na Figura 7.9.

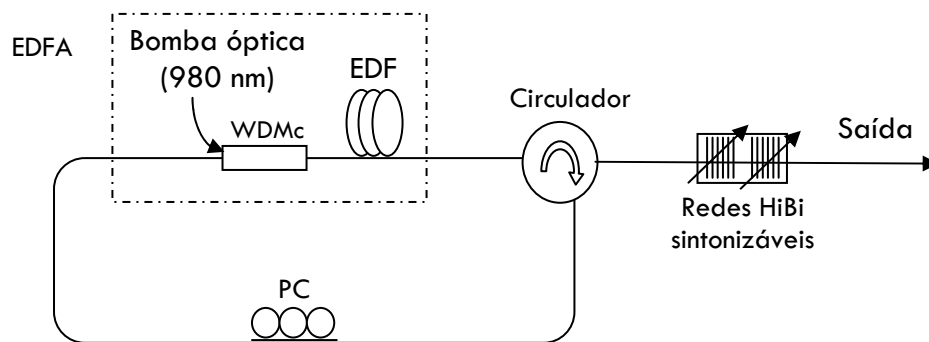


Figura 7.9 - Diagrama do laser em fibra implementado. EDF: Fibra dopada com Érbio; PC: Controlador de polarização; WDMc: Acoplador óptico WDM; EDFA: Amplificador óptico.

O ganho óptico é fornecido por um amplificador da empresa IPG baseado numa fibra dopada com iões de érbio (EDFA). Em alternativa podem-se utilizar componentes discretos. As duas redes HiBi funcionam como um filtro selectivo em

frequência e polarização. Numa das redes os máximos das duas bandas ortogonais de reflexão são a 1535.45 e 1536.03 nm, respectivamente. A outra reflecte em 1545.62 e 1546.22 nm, respectivamente. O circulador permite separar a entrada da saída da cavidade, com uma perda desprezável de potência (menos de 1 dB), enquanto que o controlador de polarização permite seleccionar os modos transversais de operação do laser. Tal como explicado anteriormente, a situação mais estável ocorre quando são geradas duas linhas com polarizações lineares e ortogonais entre si. Contudo, é possível obter outros modos através de um controlo da polarização entre as duas redes.

A Figura 7.10 apresenta alguns desses modos de operação e a respectiva polarização linear correspondente a cada linha.

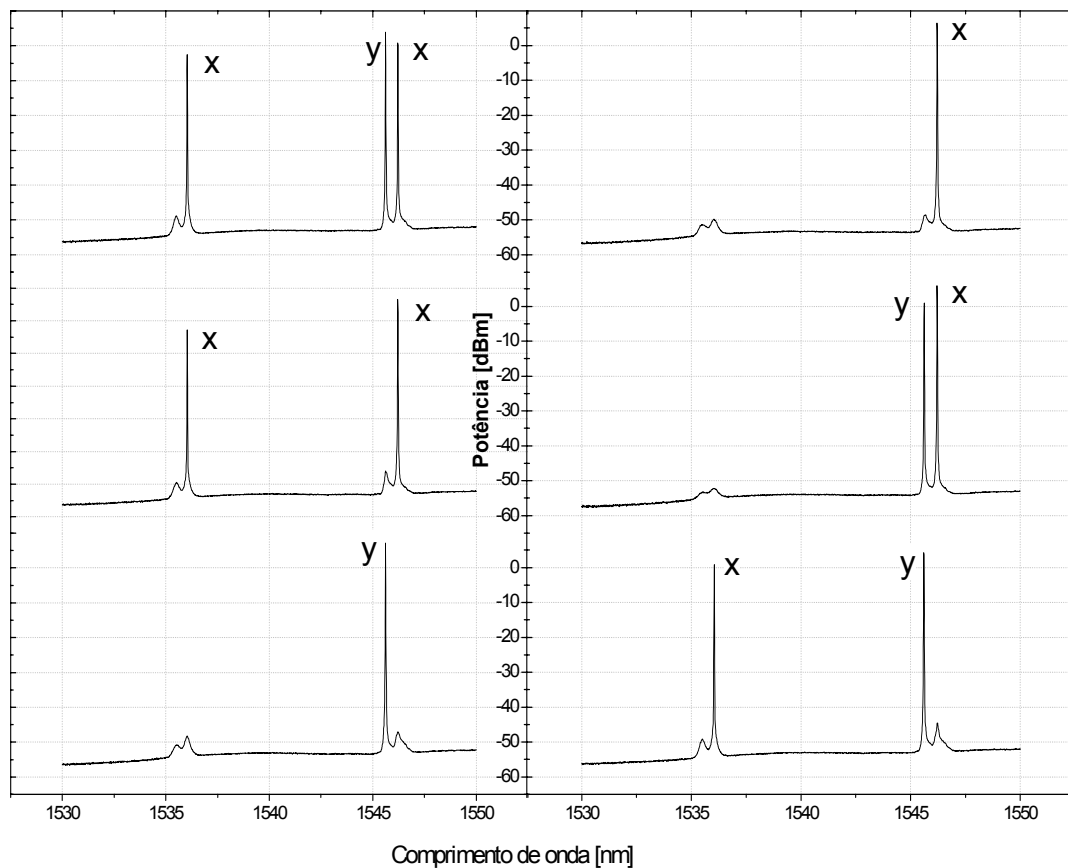


Figura 7.10 - Espectro óptico de alguns dos modos de operação obtidos através do controlo da polarização dentro da cavidade óptica.

A potência óptica de saída do laser é controlada pela corrente da bomba de 980 nm. Com uma corrente de 1 A, a potência de cada uma das linhas pode chegar a atingir os 8 dBm. O comprimento de onda de cada par de linhas ortogonais, correspondentes a cada FBG, poderá ser controlado pelas técnicas de sintonia descritas implicitamente e explicitamente no capítulo 5. A largura a meia altura das linhas geradas é inferior a 0.01 nm. Não foi possível medir com exactidão este valor uma vez que este é inferior à resolução do analisador de espectros ópticos existente no laboratório.

A estabilidade temporal do laser em fibra também foi estudada. Para isso, registou-se uma sequência de espectros ópticos intervalados de dez minutos, durante uma hora, de duas linhas com polarizações ortogonais entre si. A Figura 7.11 mostra essa sequência de espectros ópticos.

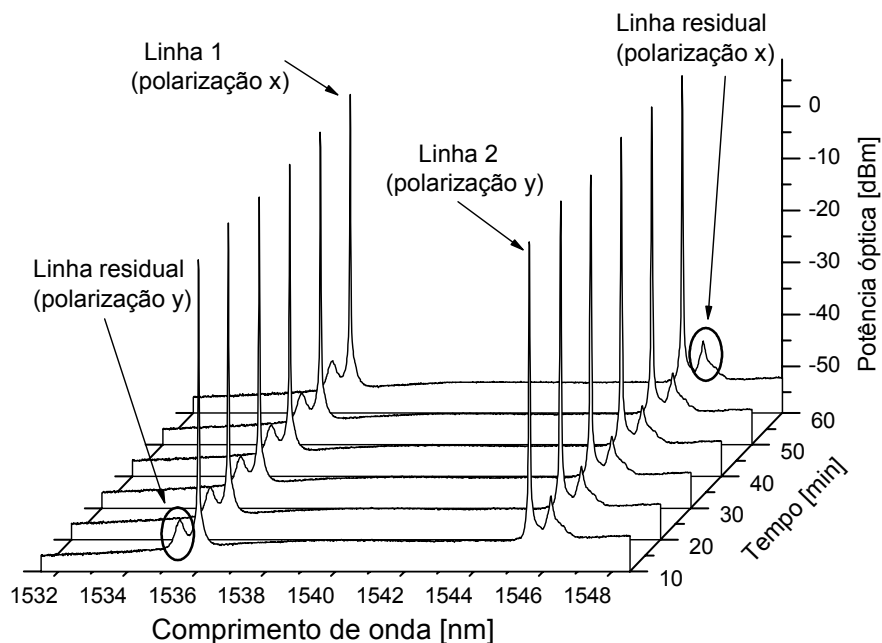


Figura 7.11 – Sequência de espectros ópticos do laser em fibra com duas linhas em polarizações ortogonais entre si.

Não se observaram alterações perceptíveis no espectro das duas linhas geradas. A potência óptica dos dois lasers também se manteve relativamente constante ao longo

do tempo, com uma potência média de 1.3 ± 0.6 dBm para a Linha 1 e 5.6 ± 0.7 dBm para a Linha 2 (Figura 7.12).

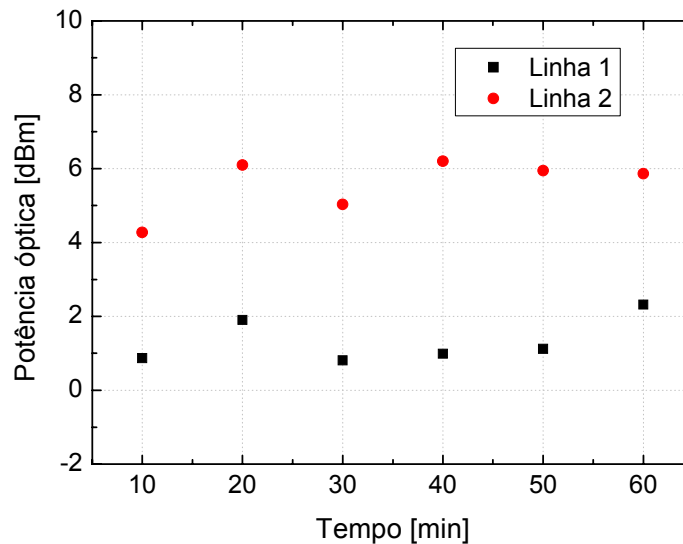


Figura 7.12 - Potência óptica medida à saída para as duas linhas laser geradas.

O facto de se poderem gerar duas linhas laser ortogonais, sintonizáveis e estáveis é de extrema importância e poderá ser utilizado em diversas aplicações, como na conversão de comprimentos de onda [Nogueira03], como se verá na secção seguinte. Esta técnica foi posteriormente utilizada em outras aplicações [Chun-Liu04 ou Sun04].

7.4 Conversor de comprimentos de onda totalmente óptico de largura de banda elevada

7.4.1 Introdução

Nos últimos anos tem-se verificado um enorme progresso nos sistemas e redes de comunicação óptica. Neste momento, já existem sistemas ponto-a-ponto com multiplexagem no comprimento de onda disponíveis comercialmente em diversas configurações. À medida que o tráfego IP (*Internet Protocol*) aumenta, o próximo passo na evolução das redes de comunicação passa pelo desenvolvimento de redes totalmente ópticas. Nestas redes, o encaminhamento é efectuado de uma forma totalmente óptica, libertando a electrónica dessa função, visto que, devido a ela, a

rede seria invariavelmente sub-aproveitada. Caso se consigam encaminhar os dados exclusivamente no domínio óptico, o aproveitamento das capacidades únicas da fibra será mais eficaz: este é o principal mote para as redes de segunda geração. A conversão de comprimentos de onda totalmente óptica tem, nestas redes, um papel crucial, uma vez que permite enfrentar os problemas resultantes de possíveis colisões no comprimento de onda nos nós ópticos.

Entre os diversos métodos de conversão de comprimentos de onda, a técnica de mistura de quatro ondas (FWM) parece ser a que mais potencial apresenta [Yoo96], uma vez que é transparente ao formato e ritmo de transmissão, permite a conversão de diversos comprimentos de onda ao mesmo tempo, permite sintonias numa ampla gama espectral e apresenta uma gama dinâmica elevada [Durhuus96, Campi00]. Esta técnica já foi testada por Kelly *et al.* a um taxa de transmissão de 100 Gbit/s [Kelly98].

Nesta secção serão abordados diferentes conversores de comprimentos de onda, baseados na geração de bombas ortogonais com redes de Bragg, utilizando dois meios distintos: um amplificador óptico semiconductor (SOA) e uma DSF.

7.4.2 Conversor de comprimentos de onda, baseado num amplificador óptico semiconductor

7.4.2.1 Introdução

A utilização de SOA como conversores de comprimentos de onda baseados em FWM foi apresentada pela primeira vez em 1988 por Agrawal [Agrawal88]. Desde esse trabalho, têm sido publicados inúmeros artigos científicos relacionados com esse tipo de conversão [Zhou94a, Zhou94b, Mecozzi95, Ottavi95, Summerfield96, Girardin97, Martelli97, Ottavi97, Greco99, Lu00, Das00, Tang01]. A eficiência de conversão, definida como a relação de potências entre o sinal convertido e o sinal de entrada,

através de FWM com uma única bomba num SOA, pode ser expressa através de [Zhou94c]

$$\eta_{FWM}(\Delta\lambda) = \eta_{FWM}(\Delta\omega) = 3G + 2P + R_{SOA}(\Delta\omega) \quad (7.4)$$

onde G é o ganho de saturação do SOA em dB, P é a potência (em dBm) da bomba óptica e $R_{SOA}(\Delta\omega)$ é a eficiência de conversão relativa, descrita por

$$R_{SOA}(\Delta\omega) = R_{SOA}(\Delta\lambda) = 20 \log \left| \sum_{m=1}^3 c_m \cdot \frac{1}{1 - i\Delta\omega\tau_m} \right| \quad (7.5)$$

onde os três termos do somatório representam as contribuições de três mecanismos para a eficiência: modulação da densidade de portadoras, aquecimento dinâmico de portadoras e o *spectral hole burning*. Os coeficientes complexos, c_m , indicam a preponderância de cada um dos fenómenos na eficiência relativa, enquanto que τ_m representam os tempos de vida associados a cada um desses fenómenos. $\Delta\omega = -2\pi c \Delta\lambda / (\lambda)^2$ é a diferença entre as frequências ópticas do sinal a converter e da bomba, onde c é a velocidade da luz.

Analisando as expressões (7.4) e (7.5), verifica-se que a eficiência de conversão depende fortemente da diferença de frequências entre o sinal a converter e a bomba óptica ($\Delta\omega$). Esta dependência é um grande inconveniente em redes ópticas, mas pode ser evitado se, em vez de uma única bomba, forem utilizadas duas bombas ortogonais no processo de FWM [Contestabile98]. Na técnica de FWM com duas bombas ortogonais (BOP), as duas bombas, P1 e P2, interagem com o sinal de entrada, S, que tem a mesma polarização da bomba adjacente (Figura 7.13). A interação produz diferentes sinais convertidos, entre os quais, C1 e C2, com uma frequência ω_c que satisfaz a condição $\omega_c = \omega_2 \pm |\omega_s - \omega_1|$, onde ω_1 , ω_2 e ω_s são as frequências ópticas de P1, P2 e S, respectivamente.

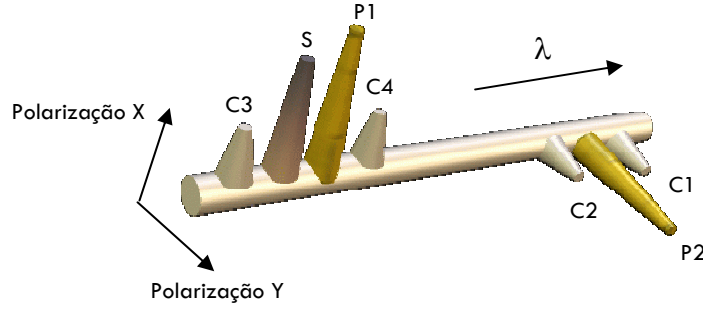


Figura 7.13 – Esquema do processo de FWM com duas bombas ortogonais (BOP). P1 e P2: bombas ópticas ortogonais; S: sinal; C1, C2, C3 e C4: produtos de FWM.

O campo óptico dos sinais convertidos, C1 e C2, pode ser expresso por [Lacey98]:

$$\begin{aligned} E_C = & A_2 (A_S \bullet A_1) R_{SOA}(\omega_S - \omega_1) e^{i(\omega_C t + \Delta\phi)} + \\ & + A_S (A_2 \bullet A_1) R_{SOA}(\omega_2 - \omega_1) e^{i(\omega_C t + \Delta\phi)} \end{aligned} \quad (7.6)$$

onde A_1 , A_2 e A_S , são os vectores de amplitude dos campos ópticos P1, P2 e S, respectivamente e $\Delta\phi$ é a fase do campo E_C . Na expressão (7.6), o primeiro termo aditivo depende da diferença de frequências entre S e P1, enquanto que o segundo é proporcional à diferença de frequências entre P2 e P1. Contudo, se as bombas forem ortogonais, o produto interno do segundo termo é zero. Assim, o campo resultante tem a mesma polarização de P2 e não depende da diferença de frequências entre P1 e P2. Neste caso, a eficiência de conversão, em dB, será dada por

$$\eta_{FWM} = G_x(\omega_1) + G_x(\omega_S) + G_y(\omega_2) + P_1 + P_2 + R_{SOA}(\omega_S - \omega_1) \quad (7.7)$$

onde P_1 e P_2 são as potências ópticas de P1 e P2, respectivamente, e $G_x(\omega)$ e $G_y(\omega)$ são os ganhos de saturação do SOA para as polarizações x e y, respectivamente. Na expressão (7.7) assumiu-se que P1 e S estão na polarização x e P2 está na polarização y.

Analisando a expressão (7.7), verifica-se que a eficiência de conversão não depende da diferença de frequências das duas bombas. Assim, desde que a potência das bombas e o ganho do SOA se mantenham constantes, é possível converter o sinal para qualquer comprimento de onda, dentro da largura de banda do amplificador, com eficiência constante. A sintonia para diferentes comprimentos de onda é efectuada por sintonia da bomba P2. Foi com base nesta técnica que foi desenvolvido o conversor de comprimentos de onda descrito nesta secção.

7.4.2.2 Caracterização do SOA

A implementação laboratorial de um conversor baseado nesta técnica e a utilização de um modelo apropriado que descreva correctamente o conversor, necessita de uma caracterização completa do SOA, nomeadamente dos parâmetros $R_{SOA}(\Delta\omega)$, $G_x(\omega)$ e $G_y(\omega)$.

O ganho do SOA foi caracterizado em função do comprimento de onda e da potência óptica de entrada. Os cálculos foram efectuados medindo a diferença das potências ópticas, na entrada e saída do amplificador, de um sinal proveniente de um laser em regime contínuo. Para o cálculo da potência de saída, o valor do ruído de emissão espontânea, estimado para a região de comprimentos de onda considerados, foi subtraído à potência de pico. Verificou-se que a diferença entre os ganhos para as polarizações x e y eram desprezáveis face aos erros inerentes à medição, ou seja $G_x(\omega) \approx G_y(\omega)$.

Nas experiências efectuadas, o SOA da empresa Optospeed operou com uma corrente de 250 mA e a uma temperatura de 20° C. Estes valores foram mantidos constantes por um controlador de laser da empresa ILX. Os resultados obtidos são ilustrados na Figura 7.14. Na figura pode-se observar que o ganho diminui consideravelmente à medida que a potência óptica de entrada ultrapassa os -10 dBm.

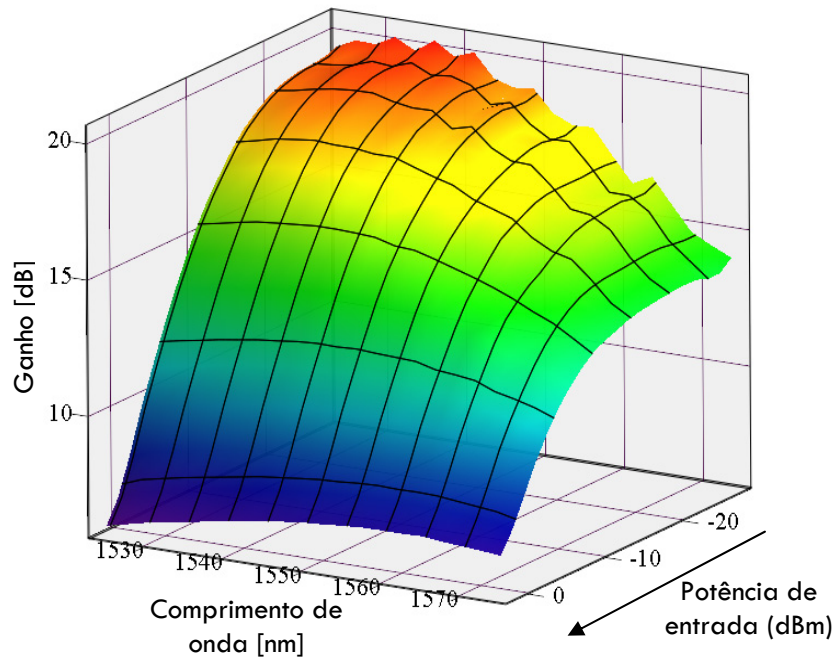


Figura 7.14 – Ganho do SOA para diferentes comprimentos de onda e potências de entrada.

Para o cálculo da função $R_{SOA}(\Delta\lambda)$, foi utilizada a implementação ilustrada na Figura 7.15.

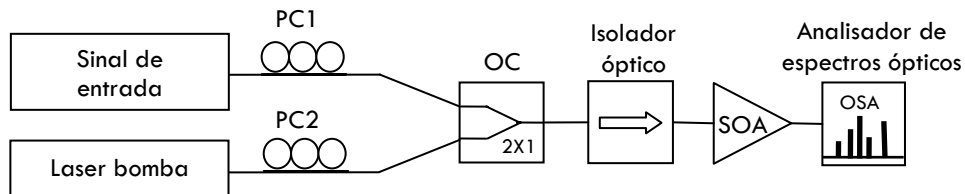


Figura 7.15 – Esquema da implementação utilizada para caracterizar a função $R_{SOA}(\Delta\lambda)$. PC1 e PC2: controladores de polarização; OC: acoplador óptico.

O sinal de entrada fornecido por um laser da empresa Photonetics e a bomba da Thorlabs, são combinados por um acoplador óptico de 50/50, sendo precedido por dois controladores de polarização para cada laser. Estes são necessários para garantir a maximização da eficiência de conversão no SOA. O SOA é precedido de um isolador óptico de forma a evitar a emissão espontânea contrapropagante existente neste tipo de amplificadores.

Mantendo o laser bomba fixo e variando o desvio no comprimento de onda entre este e o sinal de entrada, foi possível medir a função $\eta_{FWM}(\Delta\lambda)$ do SOA. Para isso, calculou-se a diferença, em dB, entre as potências do sinal de entrada e do sinal convertido. Finalmente, para o cálculo de $R_{SOA}(\Delta\lambda)$ utilizou-se a expressão (7.7), onde a função $G_x(\omega) = G_y(\omega)$ foi determinada a partir dos dados representados na Figura 7.14 e $P_1 = P_2 = -13$ dBm. Na Figura 7.16 são comparados os valores experimentais com a função de ajuste teórico.

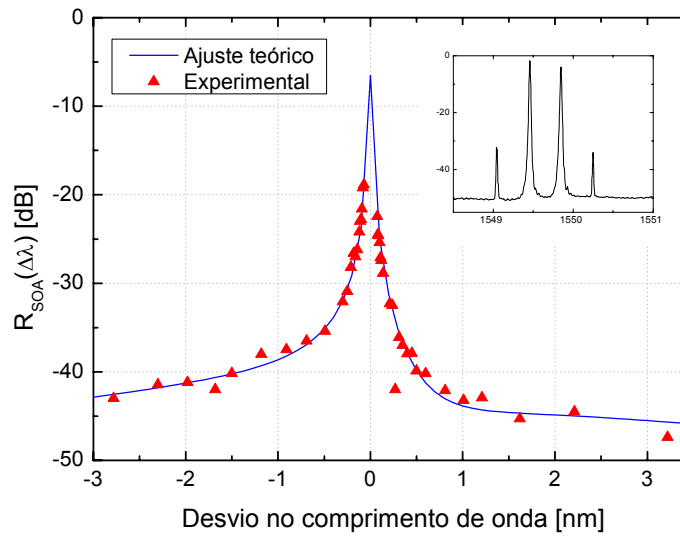


Figura 7.16 – Coeficiente de conversão relativo, $R_{SOA}(\Delta\lambda)$, em função da diferença de comprimentos de onda entre o sinal de entrada e a bomba. Canto superior direito: exemplo de um espectro à saída do SOA.

Para determinar o valor teórico de $R_{SOA}(\Delta\lambda)$ foi feito um ajuste dos parâmetros c_1 , c_2 , c_3 , τ_1 , τ_2 e τ_3 da expressão (7.5). Para tal, foi desenvolvido um *software* para determinação do ajuste óptimo dos parâmetros. Este é baseado na técnica dos desvios mínimos quadráticos. A necessidade de desenvolvimento de *software* próprio surgiu devido à dificuldade do *software* comercial disponível lidar com os parâmetros c_1 , c_2 e c_3 , que são números complexos, e o facto de existir uma função (módulo) que não é diferenciável. As matrizes obtidas foram

$$c = \begin{pmatrix} 0.48 \cdot e^{-i130} \\ 0.0080 \cdot e^{-i1.35} \\ 0.00075 \cdot e^{i1.45} \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad \tau = \begin{pmatrix} 197 \cdot 10^{-12} \\ 630 \cdot 10^{-15} \\ 50 \cdot 10^{-15} \end{pmatrix} \text{ s.}$$

Estes valores, além de apresentarem um bom ajuste da função teórica aos valores experimentais, também são próximos dos números encontrados na literatura [Zhou94c].

7.4.2.3 Validação do modelo

De forma a testar o ajuste teórico dos parâmetros do SOA na técnica de BOP, a implementação experimental anterior foi modificada por outra, ilustrada na Figura 7.17.

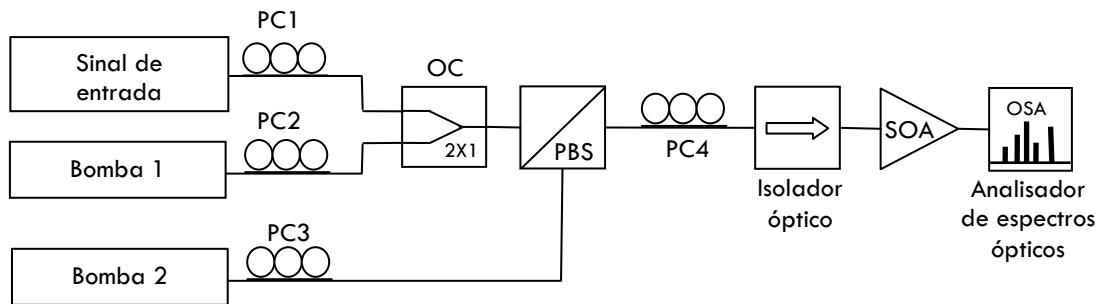


Figura 7.17 – Diagrama esquemático do sistema utilizado para caracterizar a conversão de comprimentos de onda com a técnica de BOP. PC1, PC2, PC3 e PC4: controladores de polarização; PBS: combinador de polarização; OC: acoplador óptico.

Neste caso é acrescentado outro laser bomba, da Ortel, acoplado ao sinal de entrada e bomba anteriores por um combinador de polarização. Este selecciona apenas um dos eixos de polarização em cada um dos braços, sendo que os eixos combinados são ortogonais entre si. Assim, é garantida a ortogonalidade entre as duas bombas, bem como é garantido que o estado de polarização de uma das bombas, neste caso a bomba 1, é o mesmo do sinal de entrada. Apesar dos controladores de polarização PC1, PC2 e PC3 não serem imprescindíveis para garantir os estados de polarização necessários ao BOP, devido ao combinador de polarização, foram utilizados para maximizar a eficiência de acoplamento no combinador de polarização. O controlador de polarização PC4 permite rodar de forma uniforme todos os sinais, para garantir a máxima eficiência de mistura de quatro ondas no SOA. Com o sinal de entrada e a bomba 1 espaçados de 1.2 nm, sintonizou-se a bomba 2 entre 1525 e 1573 nm (Figura 7.18).

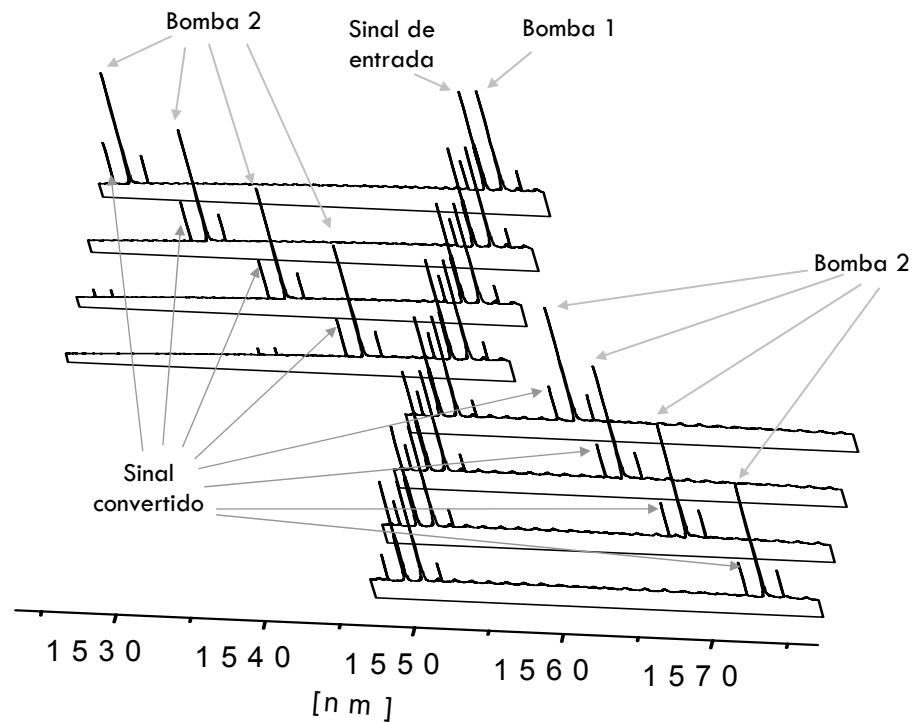


Figura 7.18 – Espectros ópticos à saída do SOA, para diferentes posições da bomba 2. Por razões de clareza gráfica são apenas mostrados algumas das medidas.

Os resultados de eficiência de conversão são comparados com o valor teórico e apresentados na Figura 7.19. A medida das potências de entrada dos lasers bomba e do sinal de entrada foi efectuada à entrada do SOA, a seguir ao isolador óptico.

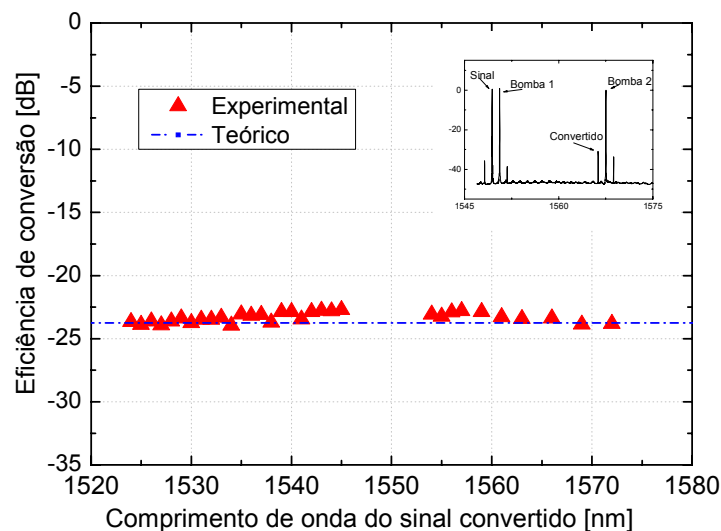


Figura 7.19 – Eficiência de conversão em função do comprimento de onda do sinal convertido. Canto superior direito: exemplo de um espectro óptico obtido na saída do SOA com a indicação dos sinais considerados.

Observa-se uma eficiência de conversão praticamente constante ao longo da gama de comprimentos de onda analisada. Há uma ligeira tendência para melhoria da eficiência à medida que as bombas estão mais próximas. Embora a variação seja inferior a 3 dB, poderá ser explicada com base em dois factores: no ganho do amplificador que, para as potências de entrada, atinge um valor máximo perto dos 1550 nm e na razão de extinção do combinador de polarização. Neste último caso, como o valor não é infinito (25 dB), existirá uma componente de polarização correspondente ao segundo termo da equação (7.6), que embora bastante pequeno, não é completamente anulado. Este termo, como foi referido, é tanto maior quanto menor for a distância entre as bombas, resultando numa melhoria da eficiência à medida que as bombas se aproximam. Os resultados teóricos, estimados a partir dos parâmetros calculados anteriormente, apresentam uma boa concordância com os valores experimentais, permitindo aferir o bom ajuste do modelo à técnica de BOP.

A técnica de bombeamento com bombas ortogonais de elevada largura de banda é uma arquitectura melhorada relativamente à utilização de uma única bomba, devido a uma maior gama de sintonia e com uma eficiência de conversão independente da distância em comprimentos de onda entre o sinal de entrada e o convertido. No entanto esta técnica exige a presença de dois lasers de bombeamento [Morgan98] o que encarece ainda mais este tipo de dispositivos. Em 1998, Chow *et al.* propuseram um processo de geração de bombas ortogonais autobombeadas, através de dois anéis ópticos realimentados [Chow98]. No entanto este processo é bastante dispendioso, exigindo muitos componentes, além de apresentar uma elevada complexidade de implementação, com todos os problemas inerentes. Com base nisto, optou-se por desenvolver um conversor de comprimentos de onda, autobombeado, baseado em redes de Bragg. Esse conversor é descrito de seguida.

7.4.2.4 Implementação

O conversor implementado é apresentado na Figura 7.20.

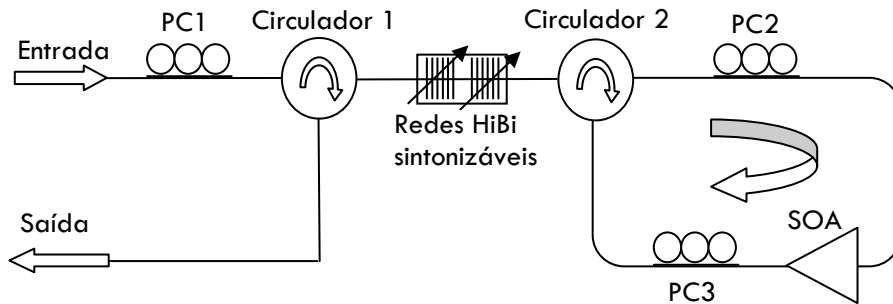


Figura 7.20 – Representação esquemática do conversor de comprimentos de onda baseado num SOA. PC1, PC2 e PC3: controladores de polarização.

A técnica é baseada na geração de bombas ortogonais apresentada anteriormente nesta tese, mas em que se utiliza um SOA em substituição do EDFA. Esta última modificação transforma a fonte óptica de multi-comprimentos de onda, num conversor de comprimentos de onda com auto geração das bombas. A cavidade ressonante responsável pela geração das bombas ortogonais é formada por: duas redes HiBi, funcionando como elemento reflector e de selecção das frequências de ressonância; um SOA, que serve de elemento de ganho e também como meio não linear; pelo Circulador 2, garantindo a unidireccionalidade de operação do SOA; e pelos controladores de polarização, PC2 e PC3, que são responsáveis pelo acoplamento correcto dos modos transversais no SOA e redes HiBi, respectivamente. A entrada e saída do conversor é feita através das redes HiBi. Para tal, é utilizado o Circulador 1 que separa a entrada da saída. O controlador de polarização PC1 é necessário para garantir que o sinal de entrada tenha a mesma polarização da bomba adjacente e assim, maximizar o processo de mistura de quatro ondas. Com esta arquitectura, devido à inexistência de acopladores ópticos, as perdas por inserção do sinal de entrada são praticamente nulas, havendo inclusive, ganho devido ao SOA.

Procedimento experimental

As duas redes HiBi foram gravadas com os comprimentos de onda $\lambda=1542.0$ nm (Rede1) e $\lambda=1550.6$ nm (Rede2). Uma vez que os conversores de comprimento de onda, baseados em mistura de quatro ondas em SOA, são transparentes até a uma

taxa de transmissão de, no mínimo, 100 Gbit/s, optou-se por utilizar uma separação de comprimentos de onda entre o sinal e a bomba adjacente de 1.2 nm. Esta distância espectral permite também que se possam utilizar filtros relativamente simples para isolar o sinal convertido da bomba mais próxima. Assim, o sinal de entrada fornecido por um laser da Photonetics, foi ajustado para 1549.4 nm, com uma potência de pico de -10 dBm. Mantendo o comprimento de onda do laser de entrada constante, sintonizou-se a bomba oposta ao sinal entre os valores 1526 e 1546 nm. A variação do comprimento de onda foi efectuada através da sintonia da Rede1, pelo método descrito na secção 6.3.1. As medidas de eficiência são mostradas na Figura 7.21 (triângulos).

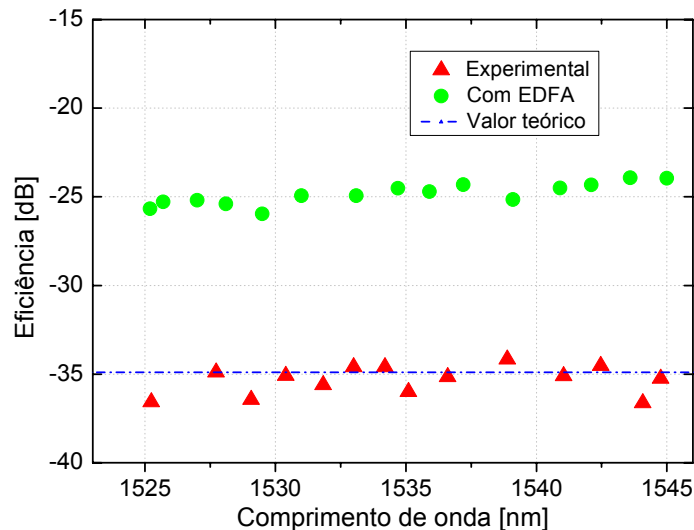


Figura 7.21 – Eficiência de conversão em função do comprimento de onda do sinal convertido.

Verifica-se uma boa aproximação entre o valor teórico e os resultados experimentais, ou seja, o modelo teórico continua a ser válido, quando aplicado no sistema proposto para a conversão de comprimentos de onda com geração de bombas ortogonais. Para o cálculo do valor teórico da eficiência (linha a tracejado na Figura 7.21) foi necessário determinar o valor correcto da potência das bombas dentro da cavidade. Assim, recorreu-se a um acoplador óptico à entrada do SOA, uma vez que na saída do conversor a potência das bombas ortogonais é atenuada pelas redes de Bragg. O acoplador usado é do tipo 95/5, ou seja, apenas é retirado 5% do sinal óptico dentro da cavidade, o que equivale a aproximadamente menos 13 dB do valor real

dentro da cavidade. A bomba 1 e bomba 2 apresentaram valores de potência, já com a correção do acoplador, de -19.9 e -13 dBm, respectivamente. A eficiência de conversão média foi de -35.53 dB, que é aproximadamente 10 dB menor do que os valores de eficiência obtidos com 2 lasers externos.

Para obtenção de melhores eficiências será necessário utilizar um SOA com maior ganho para as potências ópticas em causa. Para aferir o que aconteceria se fosse utilizado um SOA com maior ganho, foi adicionado EDFA e um acoplador óptico de 95/5 (ver Figura 7.22) a seguir ao SOA. Com esta configuração, o EDFA é apenas utilizado para dar ganho às bombas ortogonais, sem alterar as potências do sinal de entrada, nem do sinal convertido.

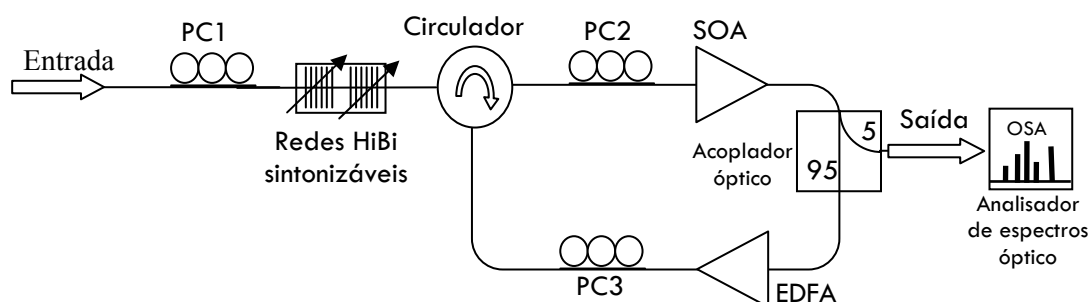


Figura 7.22 – Representação esquemática da caracterização do conversor de comprimentos de onda com um EDFA utilizado para aumentar o ganho nas bombas ortogonais geradas na cavidade. PC1, PC2 e PC3: controladores de polarização.

Na Figura 7.23, é apresentado um espectro óptico obtido na saída do acoplador, enquanto que na Figura 7.21 (círculos) são apresentados os resultados obtidos para a eficiência de conversão.

Com a utilização de um EDFA para aumentar unicamente o ganho das bombas ortogonais, verifica-se uma melhoria de ≈ 10 dB em relação à situação anterior, o que equivale a uma eficiência equivalente à que foi medida quando se utilizaram duas bombas externas (Figura 7.19). Assim, realizando um desenho apropriado do SOA com um ganho de saturação superior, será possível obter um conversor de comprimentos de onda com eficiências de conversão razoáveis e com um custo extremamente baixo.

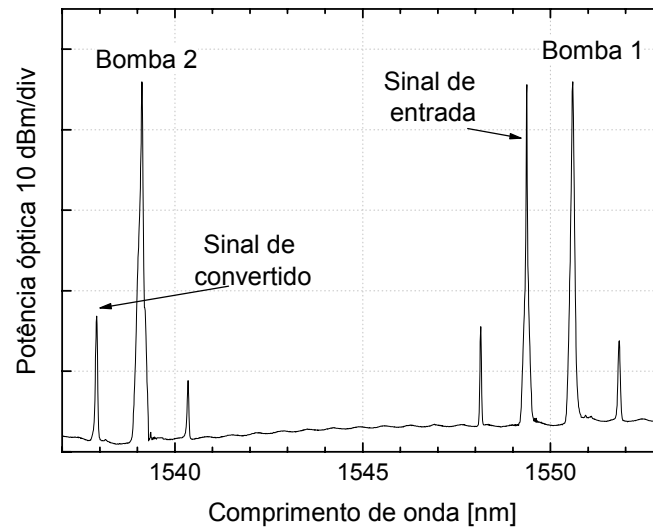


Figura 7.23 – Espectro óptico obtido à saída do SOA.

7.4.3 Conversor de comprimentos de onda baseado num amplificador óptico semiconductor reflectivo

O conversor de comprimentos de onda apresentado anteriormente assenta numa arquitectura baseada numa cavidade óptica em anel. Esta arquitectura pode ser optimizada se, em vez de um SOA normal, for utilizado um amplificador óptico semiconductor reflectivo (RSOA). De uma forma simples, o RSOA poderá ser considerado um SOA em que uma das suas extremidades tem a particularidade de ser uma face polida reflectora. Assim, em vez de trabalhar em transmissão como o SOA, o RSOA funciona em reflexão, ou seja, o conversor de comprimentos de onda funcionará baseado numa cavidade óptica bidireccional. A Figura 7.24 representa o conversor de comprimentos de onda baseado num RSOA.

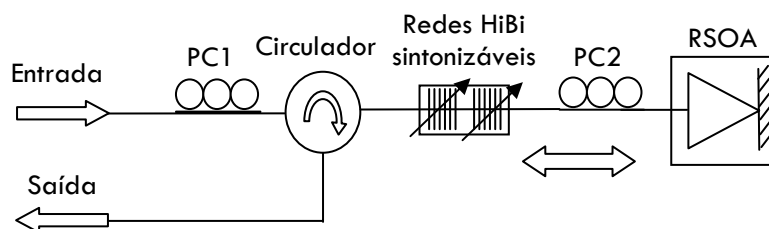


Figura 7.24 - Diagrama esquemático do conversor de comprimentos de onda baseado num RSOA. PC1, PC2: controladores de polarização.

O princípio de funcionamento é idêntico ao conversor baseado num SOA, sendo a cavidade óptica baseada no RSOA, nas redes HiBi e no controlador de polarização, PC2. O RSOA acumula as funções de elemento reflector, de ganho na cavidade e como meio não linear, enquanto que as redes HiBi permitem a selecção do comprimento de onda de ressonância para as duas polarizações. O PC2 permite otimizar o acoplamento dos modos de transmissão entre as redes HiBi e o RSOA. Um circulador óptico na outra extremidade das redes HiBi permite separar a entrada da saída óptica do conversor, sem perdas significativas. A entrada do sinal é efectuada através do controlador de polarização PC1, de forma a ajustar a polarização do sinal às bombas geradas na cavidade. O sinal continua até ao RSOA onde interage com as bombas ortogonais geradas pela cavidade. A saída do sinal é efectuada através do circulador óptico e inclui o sinal de entrada e os sinais resultantes da conversão. As bombas ortogonais também estão presentes na saída, embora fortemente atenuadas pelas redes HiBi.

7.4.3.1 Caracterização do RSOA

Antes de se proceder à implementação do conversor, foi necessário caracterizar o RSOA especialmente fabricado pela empresa Optospeed. O ganho do amplificador foi calculado para diferentes potências ópticas do sinal de entrada e para diferentes comprimentos de onda do mesmo. O método é idêntico ao utilizado para caracterizar o ganho do SOA, onde a potência de pico de um laser à entrada é comparada com o valor à saída do amplificador, para diversos comprimentos de onda. A Figura 7.25 ilustra os resultados obtidos.

Verifica-se um comportamento semelhante ao SOA, onde o ganho do amplificador apresenta uma queda abrupta quando a potência de entrada é superior a -10 dBm. Contudo, em termos absolutos, o ganho deste amplificador é inferior ao do SOA. Com 0 dBm à entrada, o amplificador funciona como atenuador óptico (ganho negativo) para quase toda a gama de comprimentos de onda. Assim, as potências das bombas a utilizar não poderão ser elevadas.

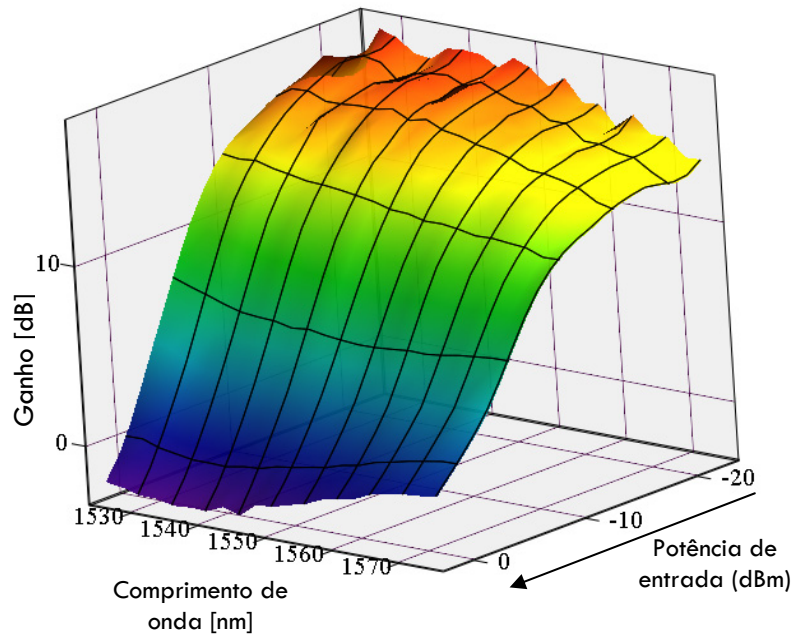


Figura 7.25 - Ganho do RSOA em função do comprimento de onda e da sua potência de entrada. O RSOA operou a 23°C com uma corrente de 200 mA.

A função $R_{SOA}(\Delta\lambda)$ do RSOA também foi determinada. Para isso, utilizou-se o mesmo método utilizado no SOA. Os resultados são mostrados na Figura 7.26.

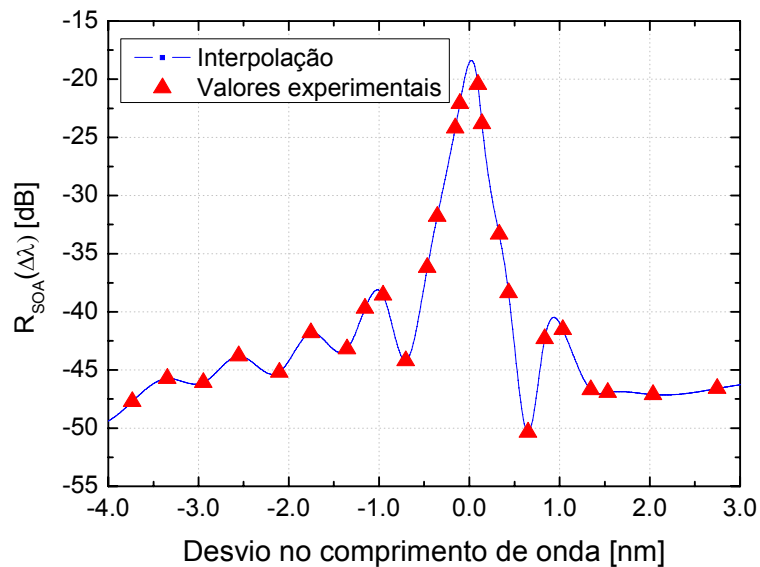


Figura 7.26 – Eficiência relativa do RSOA em função do desvio no comprimento de onda.

Em termos de eficiência, os resultados obtidos são ligeiramente inferiores aos obtidos com o SOA. No entanto, observa-se um comportamento oscilatório de $R_{SOA}(\Delta\lambda)$, que não tinha sido observado com o SOA. Isso poderá ser resultado de interferências construtivas e destrutivas dos sinais no RSOA. Ou seja, muito provavelmente o modelo teórico do SOA não se adapta ao do RSOA. Assim, optou-se por efectuar uma interpolação cúbica dos valores experimentais, em vez de um ajuste teórico.

Realizaram-se testes de conversão de comprimentos de onda, com eficiências típicas de -35 dB e com uma relação sinal/ruído abaixo dos 5 dB. A Figura 7.27 mostra um dos espectros na saída do conversor.

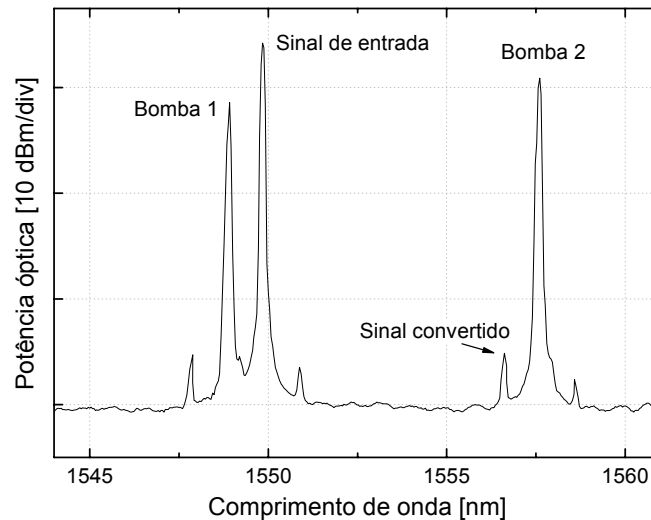


Figura 7.27 – Espectro óptico à saída do conversor baseado no RSOA.

Verifica-se que esta arquitectura, embora mais interessante do ponto de vista de implementação, produz resultados inferiores aos obtidos anteriormente com SOA. A diferença de resultados poderá ser explicada, em parte, pelo menor ganho do RSOA. Assim, com um melhor desenho do RSOA, de forma a atingir potências de saturação superiores, poderão ser obtidos resultados superiores e com menores custos de implementação.

7.4.4 Conversor de comprimentos de onda baseado numa fibra com dispersão deslocada (DSF)

7.4.4.1 Teoria da mistura de quarto ondas numa fibra óptica.

O FWM numa fibra óptica é um fenómeno de interacção, através da susceptibilidade de terceira ordem da sílica, de três ondas de frequências f_i , f_j , e f_k ($j \neq k$). Como resultado deste efeito, uma nova onda é gerada com frequência [Shibata87]

$$f_F = f_i + f_j - f_k \quad (7.8)$$

A potência óptica do sinal gerado por FWM é dada por [Hill78a, Shibata87]

$$P_{ijk}(L_D) = \frac{1024\pi^6}{A_{eff}^2 n^4 \lambda^2 c^2} (D_F \chi^{(3)})^2 \cdot P_i P_j P_k e^{-\alpha_f L_D} \cdot \frac{(1 - e^{-\alpha_f L_D})^2}{\alpha_f^2} \eta_D(\Delta\beta) \quad (7.9)$$

onde P_i , P_j e P_k são, respectivamente, as potências ópticas à entrada da fibra das ondas de frequências f_i , f_j , e f_k ; n é o índice de refração da fibra; λ é o comprimento de onda do sinal gerado; c é a velocidade da luz; D_F é o factor de degeneração que pode tomar os valores $D_F = 1, 3$ ou 6 , conforme o nível de degeneração dos produtos de FWM; $\chi^{(3)}$ corresponde à susceptibilidade de terceira ordem da sílica; A_{eff} é a área efectiva correspondendo ao modo guiado HE_{11} da fibra; α_f é o coeficiente de perdas da fibra e L_D o comprimento. O termo $\eta_D(\Delta\beta)$ representa a dependência da eficiência de FWM com a discrepância de fase, $\Delta\beta$. Este termo pode ser entendido como uma eficiência normalizada e pode ser escrito como [Inoue92]

$$\eta_D(\Delta\beta) = \frac{\alpha_f^2}{\alpha_f^2 + (\Delta\beta)^2} \left[1 + \frac{4e^{-\alpha_f L} \sin^2\left(\frac{\Delta\beta L_D}{2}\right)}{(1 - e^{-\alpha_f L})^2} \right] \quad (7.10)$$

com

$$\Delta\beta = \beta(f_i) + \beta(f_j) - \beta(f_k) - \beta(f_F) \quad (7.11)$$

onde β é a constante de propagação.

O gráfico da Figura 7.28 ilustra a variação de $\eta_D(\Delta\beta)$ em função da discrepância de fase.

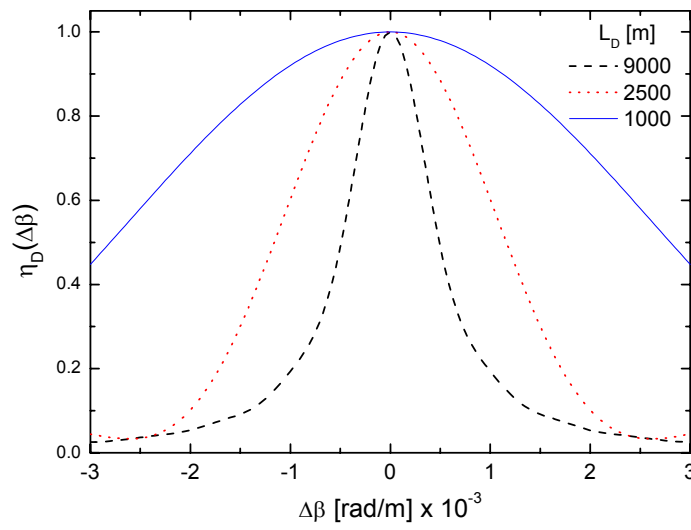


Figura 7.28 – Eficiência de FWM em função da discrepância de fase, para diferentes comprimentos da fibra (L_d). $\alpha_i=0.21$ dB/km.

Observa-se que o valor de eficiência máxima ocorre quando $\Delta\beta=0$, ou seja, quando estamos perante uma condição de concordância de fase.

A discrepância de fase pode ser expressa em função das frequências dos sinais ópticos envolvidos. Kyo Inoue [Inoue92] desenvolveu uma expressão, baseada numa expansão de terceira ordem da discrepância de fase, em torno da frequência correspondente à dispersão zero da fibra (f_0):

$$\Delta\beta = -\frac{\lambda^4 \pi}{c^2} \frac{dD_c}{d\lambda} \left[(f_i - f_0) + (f_j - f_0) \right] \cdot (f_i - f_k)(f_j - f_k) \quad (7.12)$$

onde D_c é factor de dispersão cromática. Analisando a expressão (7.12), verifica-se que a condição de concordância de fase é sempre satisfeita quando f_0 está posicionada entre dois sinais de frequências f_i e f_j , ou seja: $f_i - f_0 = -(f_j - f_0)$. Assim, $f_i + f_j = 2f_0$ e de (7.8) verifica-se que $f_F - f_0 = -(f_k - f_0)$, ou seja, o produto de FWM é gerado numa frequência, f_F , diametralmente oposta a f_k , sendo f_0 o ponto central (Figura 7.29).

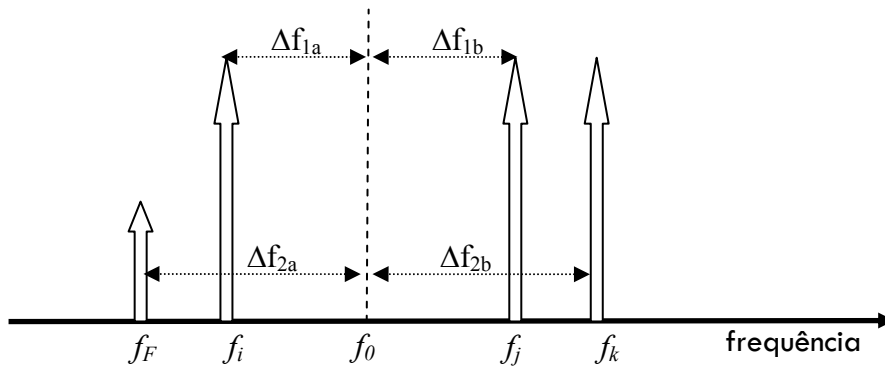


Figura 7.29 – Esquema dos comprimentos de onda envolvidos na conversão de comprimentos de onda por FWM numa fibra óptica.

De uma forma geral, um conversor de comprimentos de onda, baseado na técnica de FWM, poderá converter qualquer comprimento de onda, f_j , para um outro, f_F , desde que sejam utilizadas dois lasers bomba com frequências f_i e f_k . Será esta a base do conversor desta secção.

Efeito de β_4 na conversão de comprimentos de onda numa fibra DSF

Como foi escrito anteriormente, a expressão (7.12) foi deduzida com base numa expansão em série de Taylor de 3ª ordem em torno do valor de dispersão zero da fibra. Porém, para diferenças significativas de comprimentos de onda em relação ao valor de dispersão zero (λ_0), a aproximação poderá não ser completamente exacta. Como um conversor de comprimentos de onda, baseado na técnica de FWM com duas bombas ópticas numa fibra DSF, tem potencial para conversões superiores a 10 nm entre o sinal e o convertido, torna-se necessário verificar a precisão da expressão

(7.12). Para isso, comecemos por expandir em série de Taylor a constante de propagação até à quarta ordem em torno de f_0 :

$$\begin{aligned} \beta(f) = \beta(f_0) + (f - f_0) \left. \frac{d\beta}{df} \right|_{f=f_0} + \frac{1}{2} (f - f_0)^2 \left. \frac{d^2\beta}{df^2} \right|_{f=f_0} + \\ + \frac{1}{6} (f - f_0)^3 \left. \frac{d^3\beta}{df^3} \right|_{f=f_0} + \frac{1}{24} (f - f_0)^4 \left. \frac{d^4\beta}{df^4} \right|_{f=f_0} \end{aligned} \quad (7.13)$$

Assumindo que a dispersão cromática é linear na gama de comprimentos de onda em questão, fica

$$\begin{aligned} \beta(f) = \beta(f_0) + (f - f_0) \left. \frac{d\beta}{df} \right|_{f=f_0} - (f - f_0)^2 \frac{\lambda^2 \pi}{c} D_c(f_0) + \\ + (f - f_0)^3 \frac{\lambda^4 \pi}{3c^2} \left[\frac{2}{\lambda} D_c(f_0) + \left. \frac{dD_c}{d\lambda} \right|_{f=f_0} \right] - \\ - (f - f_0)^4 \frac{\lambda^5 \pi}{2c^3} \left(\left. \frac{dD_c}{d\lambda} \right|_{f=f_0} + \frac{D_c(f_0)}{\lambda} \right) \end{aligned} \quad (7.14)$$

Utilizando as expressões (7.14) e (7.8) na expressão (7.11), e tendo em conta que $D_c(f_0)=0$, a expressão (7.11) é rescrita como

$$\begin{aligned} \Delta\beta = -\frac{\lambda^4 \pi}{c^2} \frac{dD_c}{d\lambda} \left\{ \left[(f_i - f_0) + (f_j - f_0) \right] \cdot (f_i - f_k)(f_j - f_k) + \right. \\ \left. + \frac{\lambda}{2c} \left[(f_i - f_0)^4 + (f_j - f_0)^4 - (f_k - f_0)^4 - (f_i + f_j - f_k - f_0)^4 \right] \right\} \end{aligned} \quad (7.15)$$

ou, de uma outra forma:

$$\Delta\beta = -\frac{\lambda^4 \pi}{c^2} \frac{dD_c}{d\lambda} \left[(f_i - f_0) + (f_j - f_0) + C \right] \cdot (f_i - f_k)(f_j - f_k) \quad (7.16)$$

onde C é o termo de correcção de quarta ordem e é igual a

$$C = -\frac{\lambda}{c} \left[2(f_i - f_j)^2 + 6(f_i - f_0)(f_j - f_0) + (f_i - f_k)(f_j - f_k) \right] \quad (7.17)$$

Note-se que para diferenças pequenas entre as frequências envolvidas, o valor de C poderá ser desprezado. Neste caso, a expressão (7.16) toma a forma da expressão (7.12) onde não se considerou a expansão de quarta ordem.

Com a expressão (7.16) é possível verificar qual o efeito de β_4 , ou seja, o efeito da derivada de quarta ordem da constante de propagação, na escolha das frequências dos lasers bomba. Assim, fixando as frequências f_i e f_k , procedeu-se ao cálculo de f_j de modo a que a eficiência de conversão para f_f seja máxima. Os cálculos foram efectuados com e sem correcção ($C=0$) e repetidos para diferentes valores de f_k . Os resultados são mostrados na Figura 7.30 onde as frequências f_i , f_k e f_j foram substituídas pelos comprimentos de onda equivalentes, λ_i , λ_k e λ_j , respectivamente, para melhor interpretação.

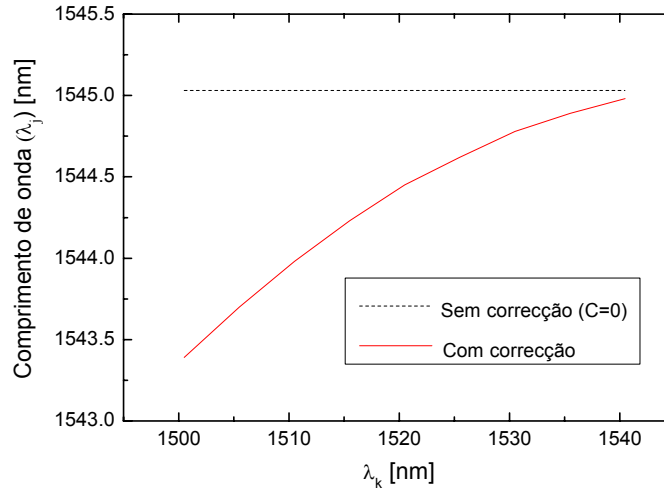


Figura 7.30 – Comprimento de onda de λ_j para o qual ocorre eficiência máxima de conversão.
Parâmetros da simulação: $L_D=9000$ m, $\alpha_f=0.21$ dB/km, $\lambda_0=1550$ nm, $\lambda_i=1555$ nm.

Como se pode observar, à medida que λ_k se afasta de λ_0 (1550 nm), a diferença de resultados entre os obtidos com e sem correcção também aumenta. Os resultados da

Figura 7.30 foram confirmados na totalidade por solução numérica da equação não linear de Schrödinger aplicada à propagação dos sinais na fibra DSF. Na Figura 7.31 é mostrada a variação da eficiência de conversão normalizada em função de λ_j , para $\lambda_k=1510$ nm.

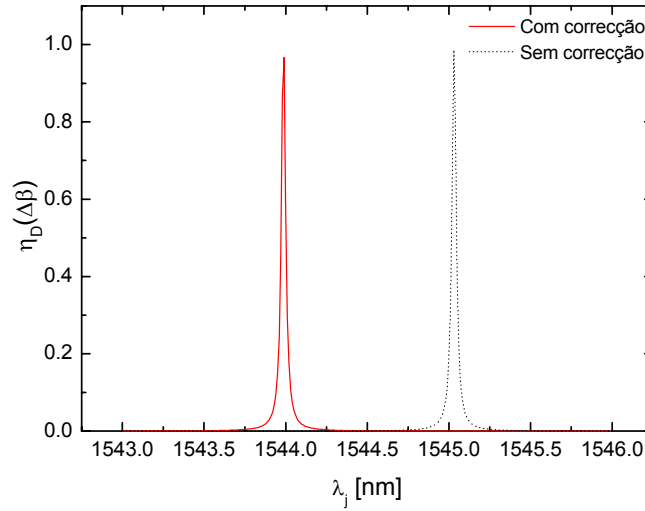


Figura 7.31 – Eficiência de conversão em função do comprimento de onda λ_j . Parâmetros: $L_D=9000$ m, $\alpha_f=0.21$ dB/km, $\lambda_0=1550$ nm, $\lambda_i=1555$ nm, $\lambda_k=1510$ nm.

Na situação exemplificada na Figura 7.31 verifica-se que, caso não se considere a correcção proposta, e λ_j seja colocado a 1545 nm, tal como previsto para $C=0$, a eficiência de conversão será $\eta_D(\Delta\beta)=0$.

A Figura 7.32 mostra um mapa da correcção do posicionamento das bombas para diferentes valores do sinal de entrada e convertido, em relação a λ_0 . Foi também assumida uma gama de comprimentos de onda total de 80 nm (na janela dos 1550 poderá equivaler à gama compreendida entre os 1520 e os 1600 nm).

O erro cometido na análise de terceira ordem é, como seria de esperar, maior à medida que os comprimentos de onda se afastam de λ_0 . Assim, para comprimentos de onda afastados de λ_0 , quando se pretende converter um determinado comprimento de onda para outro, será necessário ter em atenção a posição das bombas, de forma a evitar eficiências de conversão baixas.

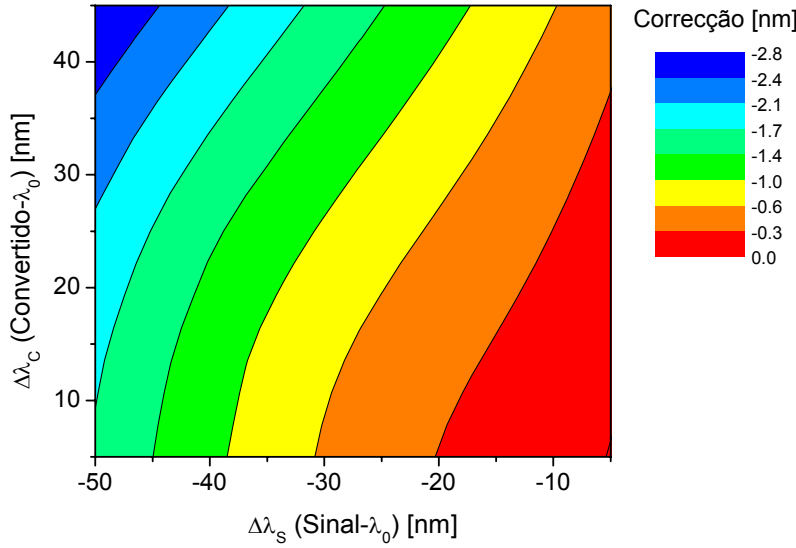


Figura 7.32 – Correção no posicionamento da bomba, em função da diferença de comprimentos de onda entre o sinal a converter e λ_0 ($\Delta\lambda_s$) e o sinal convertido e λ_0 ($\Delta\lambda_c$).

Além do efeito de β_4 , existem outros factores que poderão influenciar o comprimento de onda óptimo das bombas para a obtenção de uma concordância de fase máxima: as flutuações de λ_0 ao longo da fibra aumentam de forma aleatória a discrepância de fase; além disso, se as bombas forem de elevada potência, é preciso considerar uma condição de concordância de fase (κ) mais abrangente e que inclua o coeficiente não linear da fibra [Agrawal92]:

$$\kappa_D = \Delta\beta + \gamma(P_1 + P_2) \quad (7.18)$$

onde γ é o parâmetro não linear da fibra definido em [Agrawal01] e P_1 e P_2 são as potências das bombas.

Como conclusão, poderemos afirmar que quando se pretende desenvolver um dispositivo para converter comprimentos de onda com uma gama ampla, numa fibra DSF, no cálculo dos comprimentos de onda das bombas envolvidas terão que ser considerados o parâmetro β_4 da fibra e as potências destas.

7.4.4.2 Implementação laboratorial

Uma das formas de efectuar conversão de comprimentos de onda numa fibra DSF poderá ser através da utilização de uma adaptação do método de geração das bombas ortogonais proposto na secção 7.3. O esquema de implementação é ilustrado na Figura 7.33.

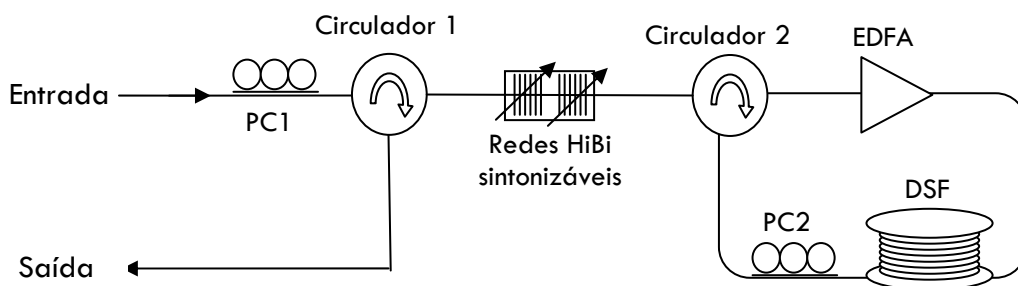


Figura 7.33 – Esquema da implementação laboratorial do conversor de comprimentos de onda baseado numa fibra DSF e com geração de duas bombas ortogonais. PC1, e PC2: controladores de polarização.

A cavidade óptica onde as bombas são geradas é formada por um EDFA da empresa IPG, modelo EAD-500-CW, por um circulador, por um controlador de polarização, por duas redes HiBi e por uma fibra DSF da Fibercore com 9000 m de comprimento. É nesta fibra que as duas bombas geradas dentro da cavidade vão interagir com o sinal de entrada proveniente do Circulador 1. O controlador de polarização PC2 ajusta o modo de operação das bombas geradas na cavidade. O PC1 permite ajustar o sinal de entrada para que este esteja no mesmo estado de polarização da bomba adjacente, maximizando a eficiência de FWM. A saída da cavidade é efectuada pelo Circulador 1. Esta configuração, à semelhança das apresentadas anteriormente, permite que à saída do conversor, as bombas geradas sejam fortemente atenuadas pelas redes HiBi. Assim a interferência entre as bombas e os sinais convertidos é reduzida.

Resultados experimentais

A Figura 7.34 apresenta o espectro óptico das bombas sintonizáveis geradas na cavidade óptica, medido à saída do conversor, antes e depois de efectuado o ajuste do controlador de polarização PC2.

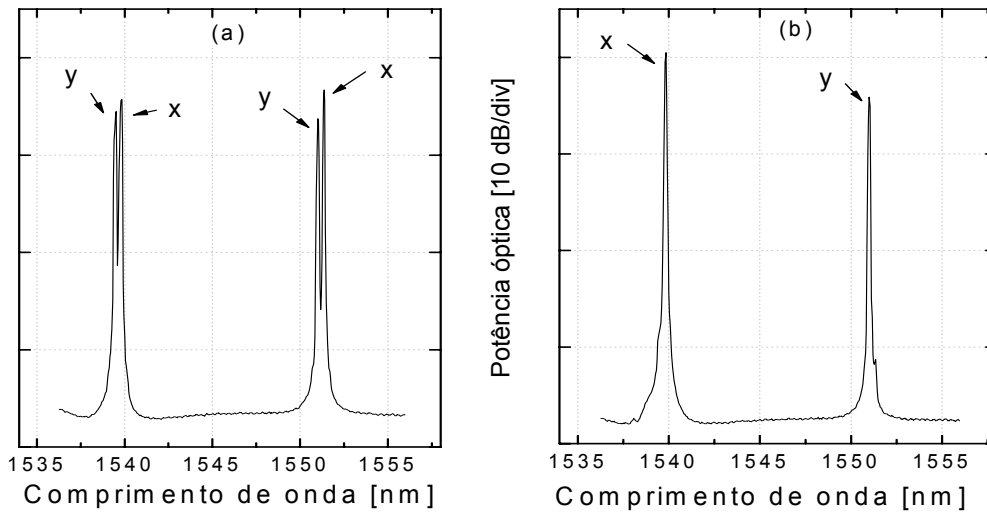


Figura 7.34 - Espectro óptico das bombas à saída do conversor sem ajuste de polarização (a) e com ajuste (b).

Como foi referido anteriormente, a conversão de comprimentos de onda com duas bombas implica o posicionamento correcto das mesmas em função dos comprimentos de onda do sinal a converter e do sinal convertido. Só assim é possível efectuar conversões para diferenças elevadas de comprimentos de onda entre o sinal de entrada e o convertido ($\Delta\lambda_{sc}$). As figuras seguintes mostram dois exemplos de conversão de comprimentos de onda em situações distintas: $\Delta\lambda_{sc} > 0$ na Figura 7.35 e $\Delta\lambda_{sc} < 0$ na Figura 7.36.

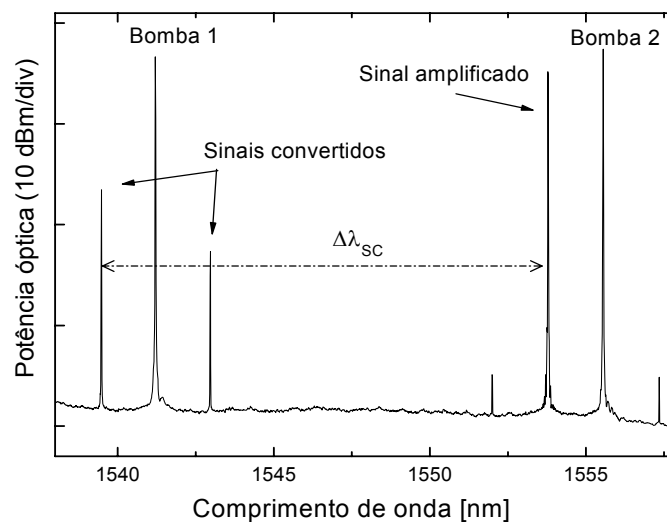


Figura 7.35 – Exemplo de um espectro óptico à saída do conversor.

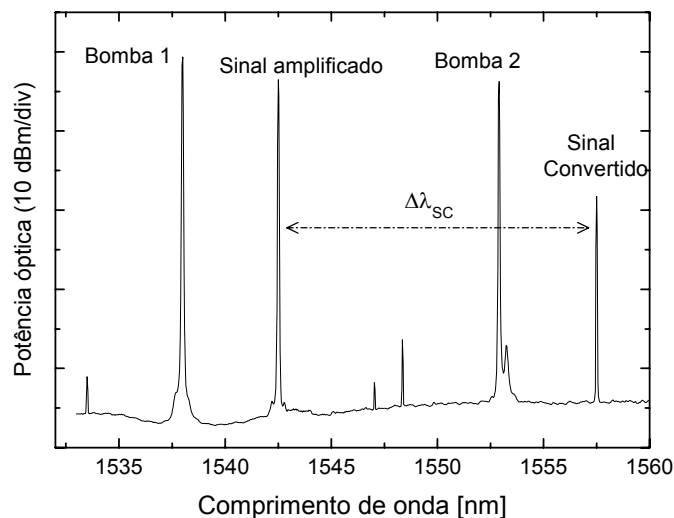


Figura 7.36 – Exemplo de um espectro óptico à saída do conversor

É importante relembrar que os espectros ópticos na saída do conversor poderão induzir em erro, relativamente ao real valor da eficiência de conversão. Na verdade, o valor de potência do sinal nos espectros corresponde ao sinal de entrada já com amplificação do EDFA. Ou seja, a eficiência de conversão é maior do que a que se poderia concluir pela simples análise dos espectros. Pode ainda acontecer o inverso, quando o sinal de entrada for superior ao valor medido no espectro. Essa situação só ocorre quando o amplificador está já consideravelmente saturado e funciona como atenuador óptico para o sinal. Assim, as medidas de eficiência foram efectuadas utilizando o valor da potência do sinal à entrada do conversor.

Na Tabela 7.1 são mostrados alguns dados relativos aos dois exemplos de conversão apresentados.

Exemplo	Eficiência de conversão de potência [dB]	Relação Sinal/Ruído [dB]	$\Delta\lambda_{sc}$ [nm]
Fig. 7.35	-5.1	21.8	14.3
Fig. 7.36	-2.5	26.0	-15.0

Tabela 7.1 – Dados relativos aos dois exemplos de conversão de comprimentos de onda.

Os resultados de eficiência, bem como de relação sinal/ruído, são bastante animadores em relação à utilização futura desta arquitectura de conversão de comprimentos de onda, uma vez que alia uma boa performance com um custo relativamente baixo.

Na situação ilustrada na Figura 7.36, o sinal de entrada era modulado. A montagem experimental está esquematizada na Figura 7.37.

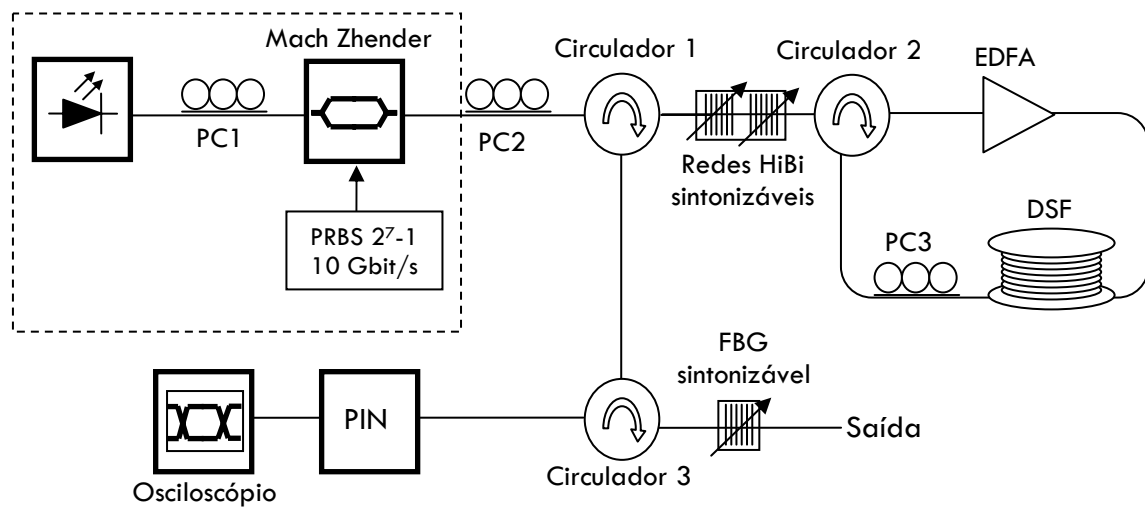


Figura 7.37 – Esquema da montagem experimental utilizada para a conversão de comprimentos de onda. PC1, PC2, PC3: controladores de polarização; EDFA: amplificador óptico; DSF: fibra com dispersão deslocada; PIN: fotodíodo.

O emissor (a tracejado) é originário de um laser modulado externamente por um Mach-Zhender. O sinal eléctrico de modulação é procedente de um gerador de sequências pseudo-aleatórias (PRBS – *Pseudo-Random Bit Sequence*) com um ritmo de transmissão de 10 Gbit/s e um formato de modulação NRZ.

A saída da cavidade óptica é efectuada através de uma das portas do Circulador 1, entrando de seguida no Circulador 3 que, por sua vez, encaminha os sinais para uma rede de Bragg sintonizada no comprimento de onda do sinal convertido. Assim, o sinal convertido passa para o Circulador 3, seguindo para o fotodíodo, sendo posteriormente visualizado através de um osciloscópio. Os restantes produtos de FWM mais o sinal de entrada continuam pela Saída.

Finalmente, nas Figura 7.38 e Figura 7.39 são mostrados os diagramas de olho do sinal à entrada e do sinal convertido, respectivamente. Nota-se que, apesar de haver um maior ruído devido ao EDFA, o diagrama de olho do sinal convertido permanece ainda consideravelmente aberto. O aspecto triangular do diagrama de olho está relacionado com a limitação em frequência do modulador externo utilizado. Esta limitação já é observada à entrada do conversor.

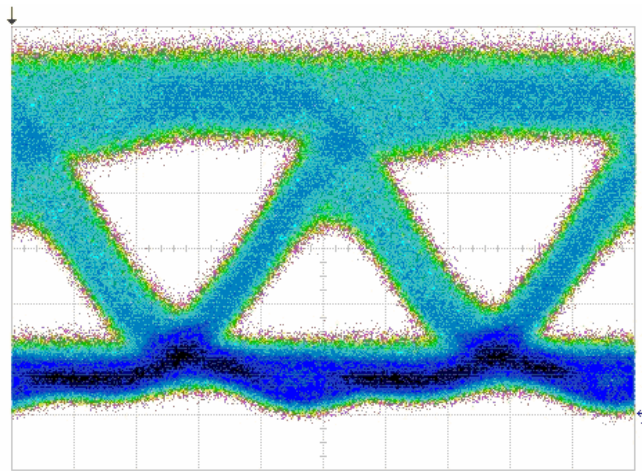


Figura 7.38 – Diagrama de olho do sinal à entrada do conversor.

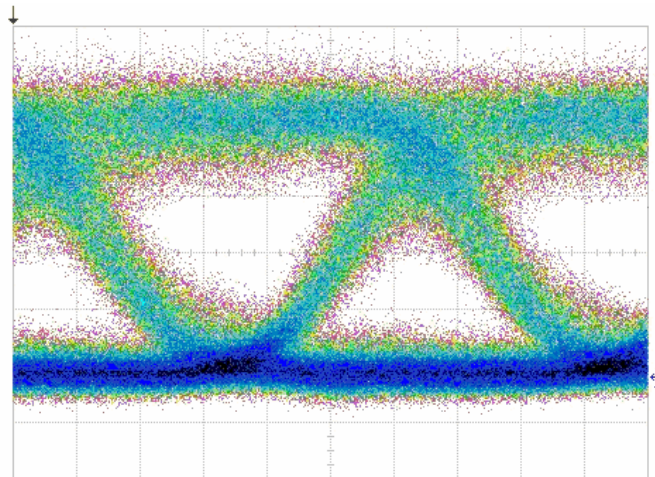


Figura 7.39 – Diagrama de olho do sinal à saída do conversor.

Estes resultados poderão ainda ser melhorados através da utilização de uma fibra com um coeficiente não linear elevado e dispersão deslocada (HNL-DSF - *Highly non-linear dispersion shifted fiber*).

Verificação do efeito de β_4

O efeito de β_4 também foi testado experimentalmente em conversões para comprimentos de onda afastados de λ_0 . Para isso, utilizou-se uma bomba fixa em $\lambda_i=1551.45$ nm. Para cada comprimento de onda, λ_k , de uma outra bomba, determinou-se o comprimento de onda, λ_j , correspondente ao máximo de eficiência. A Figura 7.40 mostra os resultados experimentais e também os resultados simulados com correcção (para ter em conta o termo em β_4) e sem correcção, para $\lambda_0=1547.66$ nm. O valor de λ_0 foi estimado previamente em [André02]. Na figura, também foram colocados os resultados teóricos com correcção, assumindo que $\lambda_0=1547.55$ nm.

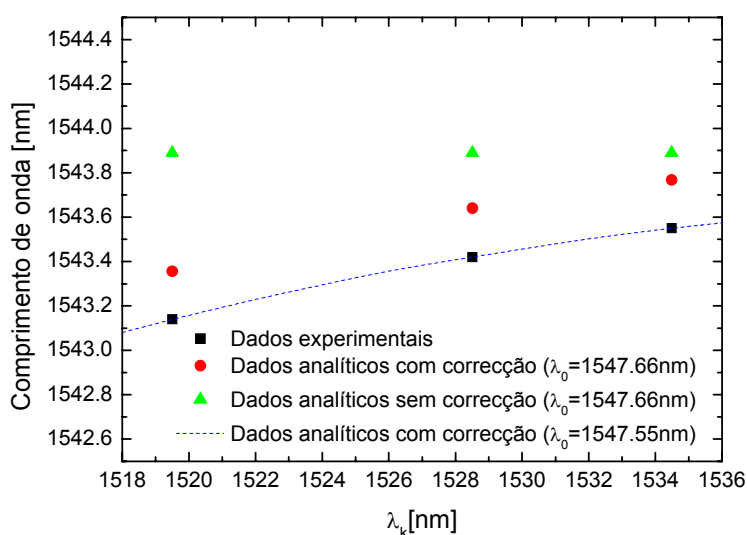


Figura 7.40 – Comparação dos resultados experimentais com a teoria, na determinação de λ_j ótimo em função de diferentes valores de λ_k .

Verifica-se que os resultados com a correcção seguem um comportamento muito mais próximo dos resultados experimentais em oposição com os resultados sem correcção. Utilizando $\lambda_0=1547.66$ nm, os resultados obtidos com correcção seguem o mesmo comportamento dos resultados experimentais mas com uma diferença constante no comprimento de onda. Este facto poderá levar à conclusão da existência de um erro sistemático em todo o processo e não alguma imprecisão nas expressões teóricas. Na verdade, como foi referido anteriormente, os cálculos efectuados analiticamente

coincidem com os cálculos efectuados por solução numérica da equação não linear de Schrödinger. Este facto é reforçado se notarmos que na Figura 7.40 há uma coincidência entre os valores experimentais e os teóricos caso se considere $\lambda_0=1547.55$ nm. Independentemente do motivo da pequena diferença, parece clara a melhoria dos resultados com a introdução da correcção proposta.

7.5 Utilização das redes HiBi em sistemas de comunicação óptica

7.5.1 Optimização da codificação/descodificação na técnica de OCDMA

O crescimento do tráfego de informação tem forçado os operadores de telecomunicações a procurar métodos alternativos para aumentar a grande capacidade da fibra. Uma das técnicas que tem sido estudada recentemente [Kim00, Lee02a, Teh02, Mendez04] é a técnica de partilha do espectro óptico por meio de códigos, conhecida por OCDMA (*Optical Code Division Multiple Access*). O OCDMA tem vindo a atrair vários adeptos devido à sua capacidade para alojar diversos utilizadores, permitir uma gestão mais flexível da largura de banda, permitir uma maior conectividade em relação às técnicas tradicionais e de permitir uma ligação assíncrona entre utilizadores. Num sistema deste género, cada impulso óptico binário é codificado no tempo e no comprimento de onda segundo regras próprias, que variam de utilizador para utilizador. A este conjunto de regras de codificação/descodificação próprias de cada utilizador é designado por *código*. Um utilizador só consegue interpretar os sinais de um outro utilizador se utilizar o mesmo código no seu decodificador. O código é dividido num determinado número de parcelas temporais, n_t , igual ao número de parcelas com que cada *bit* de dados é dividido temporalmente. Cada uma destas parcelas é designada por *chip*. A disposição dos comprimentos de onda ao longo do código define que comprimentos de onda são transmitidos em cada *chip*. Para melhor compreensão do método, tomemos como exemplo o seguinte código: “ λ_{24} λ_3 s λ_{11} s s”. Num código deste tipo,

o tempo de *bit* é dividido em 7 parcelas temporais ($n_t=7$). Assim, para cada *bit* lógico ‘1’ emitido pelo utilizador, o impulso óptico resultante é codificado em três impulsos ópticos nas posições temporais 1,2 e 4 e com os comprimentos de onda λ_{24} , λ_3 e λ_{11} , respectivamente. O símbolo “s” indica a ausência de impulso. Assim, o número de *chips* com impulsos ópticos associados, representam o “peso” do código (w_p). A Figura 7.41 ilustra a passagem de uma sequência binária “1 0 1” para a respectiva codificação tempo-comprimento de onda em OCDMA utilizando o código anterior.

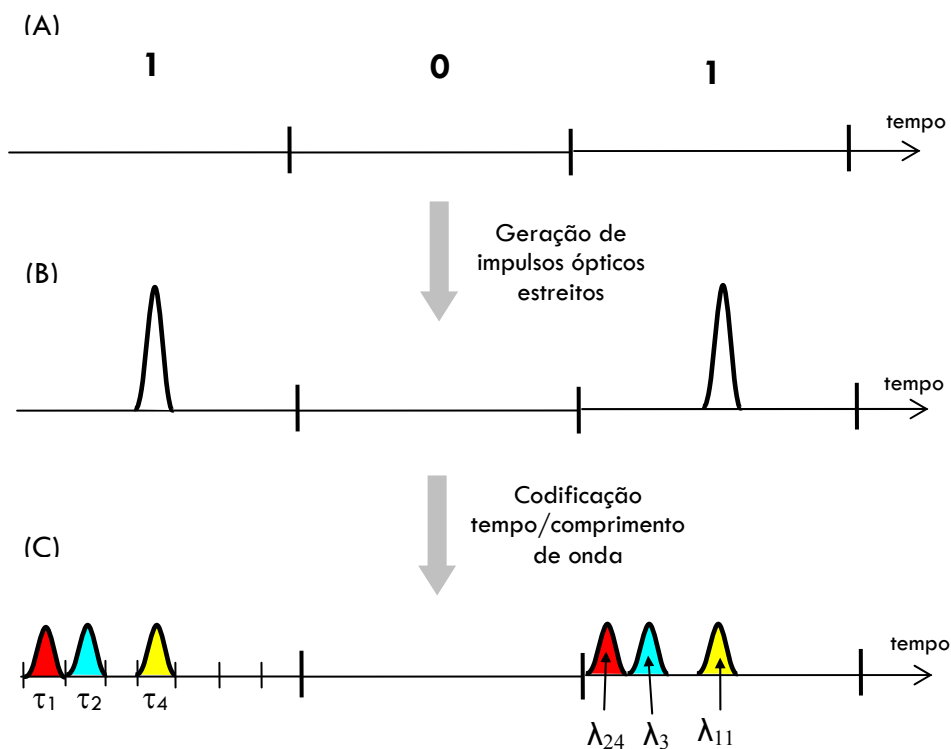


Figura 7.41 – Processo de codificação de uma sequência binária. (A) Sequência binária a codificar. (B) Emissão de impulsos ópticos estreitos binários que representam a sequência binária anterior. (C) Codificação dos impulsos ópticos de acordo com o código OCDMA " $\lambda_{24} \lambda_3 \lambda_{11} s s s$ ".

7.5.1.1 Codificação/Descodificação com redes de Bragg

Um dos métodos mais usuais para codificação/descodificação no OCDMA baseia-se na utilização de redes de Bragg [Teh01, Lee02b]. Assim, cada codificador é constituído por um número de redes igual a w_p . A disposição espacial das redes ao longo da fibra define o atraso de grupo induzido por cada uma. Observemos a Figura 7.42 onde é exemplificado um codificador constituído por três redes de Bragg

($w_p=3$). Perante a incidência de uma fonte de luz branca, o codificador reflecte três comprimentos de onda, definidos pelas redes de Bragg em três posições diferentes na fibra (d_1 , d_2 e d_4). Essa diferença de posicionamento origina um atraso temporal relativo entre os três impulsos. É esta a base de um codificador OCDMA com redes de Bragg.

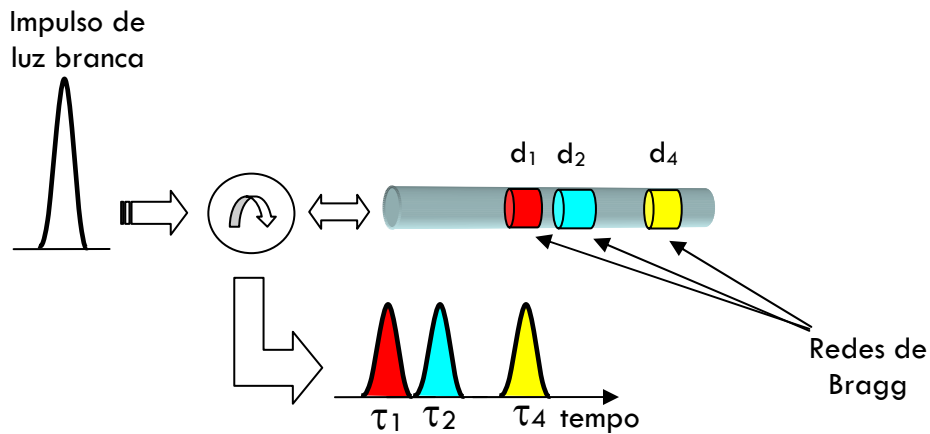


Figura 7.42 - Esquema do processo de codificação na técnica de OCDMA baseada em redes de Bragg.

O decodificador utiliza as mesmas redes, no entanto a posição destas na fibra é invertida de forma a compensar o atraso induzido pelo codificador (Figura 7.43).

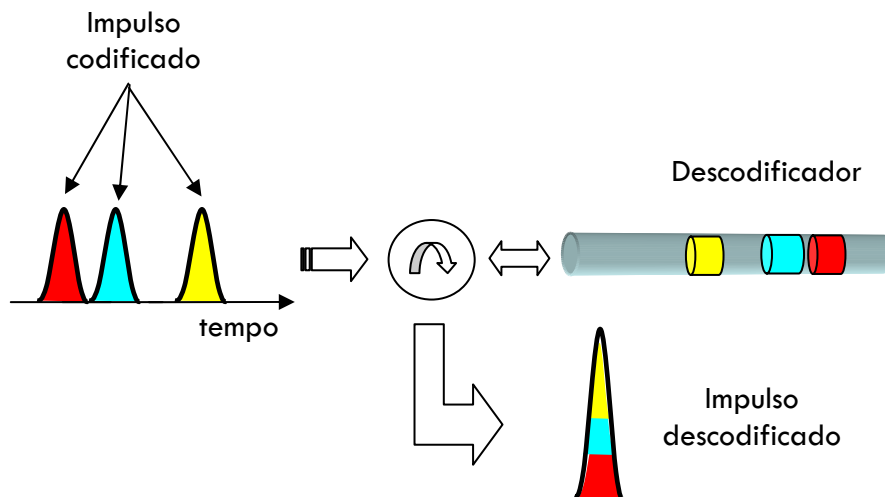


Figura 7.43 – Esquema do processo de decodificação na técnica de OCDMA baseada em redes de Bragg.

A diafonia entre diferentes utilizadores partilhando um canal óptico comum numa fibra óptica, designada por MAI (*Multiple-Access Interference*), é a fonte dominante de

ruído em sistemas OCDMA. A diminuição da MAI, bem como o número de codificadores/descodificadores necessários, é a base do trabalho a apresentar de seguida.

7.5.1.2 Geração de códigos

Ultimamente têm surgido diversos tipos de códigos para OCDMA, nomeadamente códigos ópticos ortogonais, também conhecidos na literatura por MWOOC (*Multiwavelength Optical Orthogonal Codes*). Todos eles tentam minimizar algumas limitações da técnica de OCDMA que impedem esta tecnologia de estar disponível numa solução “chave-na-mão” para o utilizador final. Recentemente, Lee *et al.* [Lee02a] propuseram num novo método de construção de códigos MWOOC. Uma característica importante deste método é a sua arquitectura de geração de códigos sequenciais. O método apresentado baseia-se num tipo de códigos de geração cíclica de módulo m_c . Este parâmetro é igual ao número de comprimentos de onda disponíveis, ou seja, códigos gerados de forma consecutiva, terão as mesmas posições temporais ocupadas, mas com comprimentos de onda consecutivos. A natureza da geração cíclica destes códigos poderá ser melhor entendida com um exemplo. Seja $m_c=25$, $n_t=13$, $w_p=3$ e $\lambda_c=1$, onde λ_c é a autocorrelação que, por sua vez, é igual à correlação cruzada. Nestas condições, podem-se obter um máximo de 1350 códigos [Lee02a]. A Tabela 7.2 apresenta alguns desses códigos gerados de forma consecutiva:

Utilizador	Código											
A	λ_{24}	λ_3	s	s	λ_{11}	s	s	s	s	s	s	s
B	λ_{25}	λ_4	s	s	λ_{12}	s	s	s	s	s	s	s
C	λ_1	λ_5	s	s	λ_{13}	s	s	s	s	s	s	s
D	λ_2	λ_6	s	s	λ_{14}	s	s	s	s	s	s	s
...											

Tabela 7.2 – Lista de alguns códigos consecutivos gerados de forma cíclica.


Tomemos como exemplo o código do utilizador A, que codifica os comprimentos de onda λ_{24} , λ_4 , e λ_{12} , nas posições temporais 1, 2 e 4. O código adjacente seguinte, do

utilizador B, irá codificar nas mesmas posições temporais os comprimentos de onda seguintes, ou seja, λ_{25} , λ_5 , e λ_{13} . O procedimento repete-se para os outros códigos.

Segundo Lee *et al.* [Lee02a], as vantagens deste tipo de códigos são:

- Independência entre o número de comprimentos de onda (m_c) e o comprimento do código (n_i).
- Ausência de restrições no número de comprimentos de onda e comprimento de código.
- Maior número de códigos ortogonais em comparação com outras classes de códigos.
- Melhores resultados de taxa de erros em comparação com as técnicas de multiplexagem WDMA+CDMA (WDMA - *Wavelength Division Multiple Access*; CDMA – *Code Division Multiple Access*).

7.5.1.3 Utilização da polarização como uma dimensão adicional.

Suponhamos agora que os códigos adjacentes têm polarizações ortogonais entre si. Deste modo, os comprimentos de onda adjacentes de diferentes utilizadores estarão em polarizações ortogonais (multiplexagem na polarização). A Figura 7.44 ilustra 4 códigos ortogonais bidimensionais gerados ciclicamente, com um peso 3 e utilizando as posições temporais 1, 2 e 4, nas duas implementações (tradicional e com multiplexagem na polarização). Os códigos estão representados numa matriz bidimensional onde os eixos são o tempo e o comprimento de onda. Cada símbolo corresponde a um código e cada cor corresponde a um comprimento de onda. Por exemplo, o 1º código na implementação tradicional, representado pelo símbolo , tem os comprimentos de onda λ_2 , λ_1 e λ_3 nas posições temporais 1, 2 e 4, respectivamente. O código adjacente seguinte tem os comprimentos de onda λ_3 , λ_2 e λ_4 nas mesmas posições temporais. Na proposta baseada na multiplexagem na polarização são utilizados os mesmos códigos da implementação tradicional, ou seja, os códigos codificam os mesmos comprimentos de onda nas mesmas posições

temporais. Contudo, os códigos são codificados em polarizações ortogonais aos códigos adjacentes. Como a geração dos códigos segue uma variação cíclica dos comprimentos de onda, os comprimentos de onda adjacentes, de códigos também adjacentes, terão polarizações ortogonais.

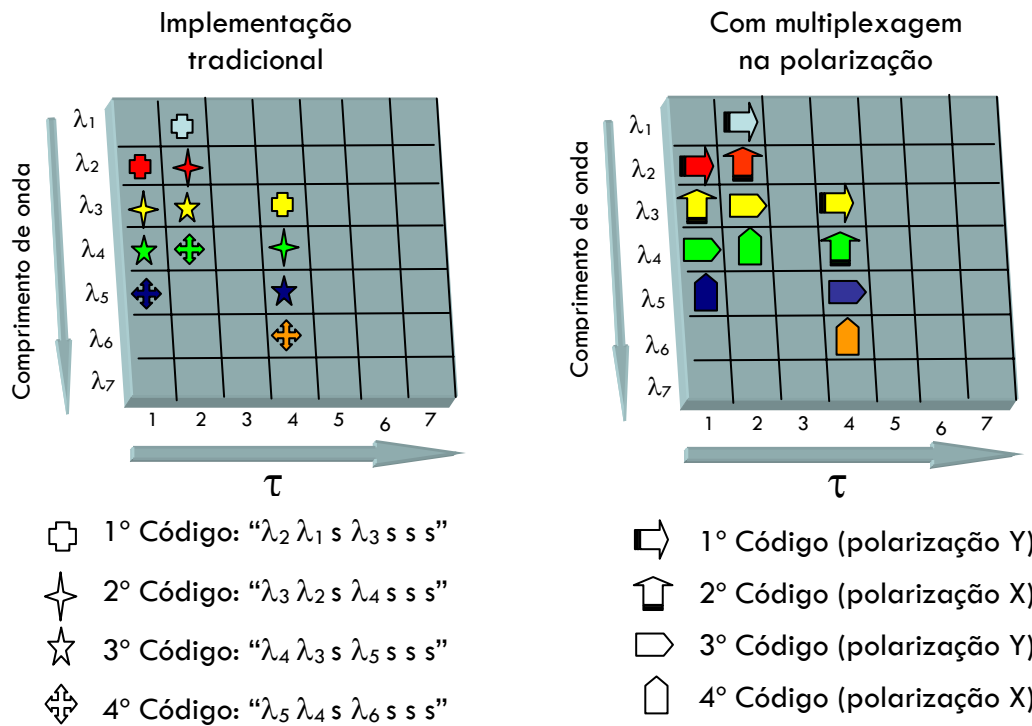


Figura 7.44 – Ilustração numa matriz bidimensional da geração cíclica de códigos no comprimento de onda, mantendo a mesma disposição temporal (τ). À esquerda: implementação tradicional com geração cíclica de códigos; À direita: proposta de implementação com geração cíclica de códigos e polarizações ortogonais entre comprimentos de onda adjacentes.

A consequência desta alternância na polarização só é perceptível se o decodificador também for sensível à polarização e, assim, decodificar apenas a polarização de interesse. Deste modo, a interferência resultante de comprimentos de onda adjacentes será muito reduzida, permitindo, inclusive, reduzir o espaçamento entre comprimentos de onda e assim otimizar o espectro óptico. O mesmo acontece com a interferência entre diferentes utilizadores que utilizem o mesmo comprimento de onda na mesma parcela temporal. Assim, em termos estatísticos, metade do ruído provocado por outros utilizadores estará noutra polarização e, portanto, não interferirá com o utilizador de interesse.

7.5.1.4 Implementação

A técnica proposta pode ser implementada utilizando redes HiBi em vez de redes normais. Deste modo, cada rede irá reflectir dois comprimentos de onda diferentes, conforme seja iluminada com luz branca numa ou noutra polarização. Se a diferença entre esses comprimentos de onda ($\Delta\lambda_{HB}$) for igual à diferença de comprimentos de onda entre dois códigos consecutivos de um conjunto de códigos gerados ciclicamente, o mesmo codificador poderá codificar dois utilizadores com dois códigos adjacentes. Para isso, cada par de utilizadores, correspondente a um único codificador, envia o sinal óptico em polarizações ortogonais entre si. Para testar este conceito, utilizou-se a sequência de códigos gerada anteriormente e mostrada na Tabela 7.2. Assumiu-se que a indexação dos 25 comprimentos de onda desse conjunto de códigos iniciava em 1538.2 nm e teriam um espaçamento entre índices consecutivos de 0.6 nm. Este valor corresponde à distância entre os picos de reflexão das polarizações ortogonais de uma rede de Bragg gravada na fibra HiBi disponível. Deste modo, foram gravadas 3 redes HiBi com diferentes picos de reflexão: FBG1 (1552.25 e 1552.82), FBG2 (1539.28 e 1539.84) e FBG3 (1544.2 e 1544.8). Estes comprimentos de onda correspondem aos índices 24, 25, 3, 4, 11 e 12 respectivamente. Dispondo as redes na sequência correcta e com o espaçamento entre elas de forma a gerar os atrasos correctos, é possível gerar os códigos correspondentes aos utilizadores A e B (Figura 7.45).

Os dois utilizadores emitem a informação através de um emissor de luz branca numa polarização aleatória. O combinador de polarização (PBC) tem duas funções: acopla os sinais de A e B, ao mesmo tempo que garante que estes saem em polarizações lineares e ortogonais entre si. Este processo poderá ser optimizado em termos de perda de potência se for utilizado um controlador de polarização antes de PBC, de forma a garantir que os sinais já têm polarização linear e estão perfeitamente orientados de acordo com os eixos de PBC. Depois de passar por um circulador óptico, os sinais provenientes dos dois utilizadores são rodados na polarização sem alteração da relação entre os eixos principais de polarização. Na prática, utilizou-se um controlador de polarização para o efeito, embora este tenha sido apenas

utilizado com o intuito de rodar a polarização. O seu objectivo é o de permitir que cada utilizador seja codificado na polarização certa. Este dispositivo poderá ser eliminado com o recurso a fibras que preservem a polarização (HiBi) entre o percurso óptico compreendido entre PBC e as redes de Bragg.

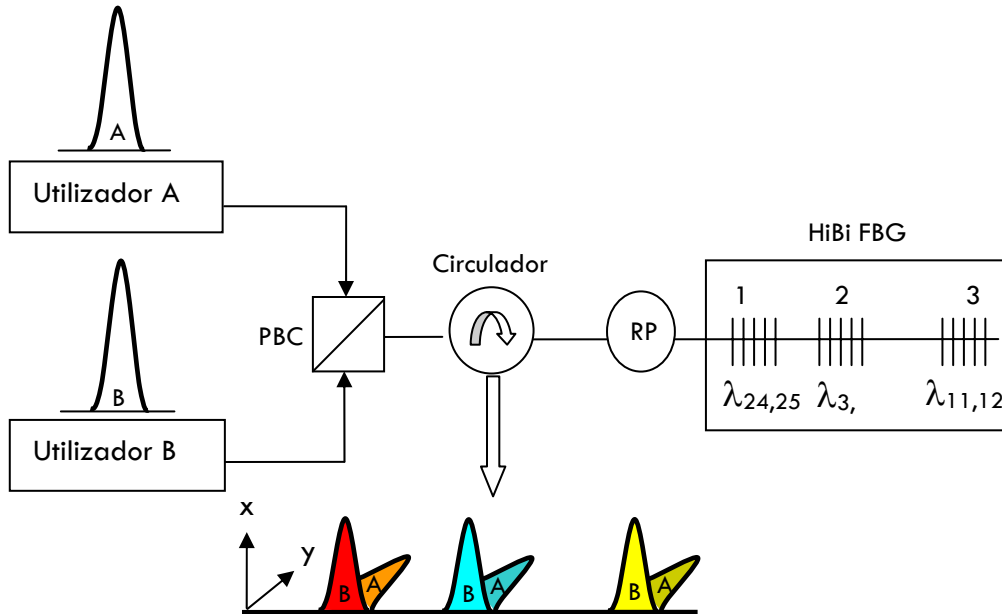


Figura 7.45 - Diagrama da implementação experimental do codificador de acordo com o método proposto. PBC: Combinador de polarização; RP: Dispositivo de rotação da polarização.

O espectro óptico à saída do codificador, conforme o sinal é emitido pelo utilizador A (linha tracejada) ou B (linha cheia) é mostrado na Figura 7.46.

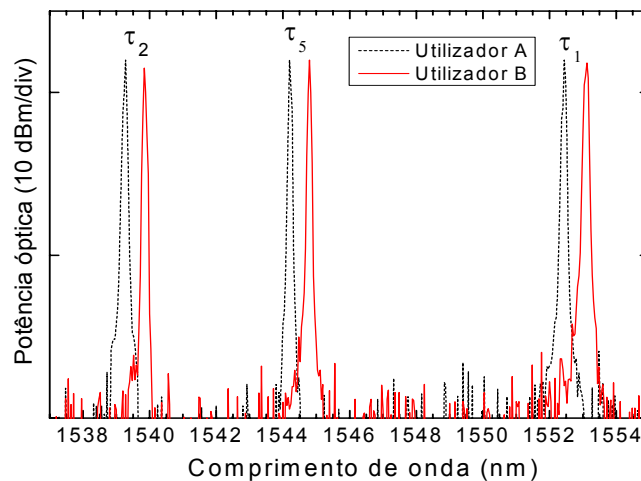


Figura 7.46 - Espectro óptico na saída do codificador.

O decodificador pode ser implementado utilizando métodos tradicionais com redes de Bragg normais, contudo, para otimizar o método e reduzir a interferência entre utilizadores e o número de decodificadores, deverá ser implementado com redes HiBi (Figura 7.47). Neste caso, será necessária a inclusão de um sistema simples que rode a polarização e que seja controlado por um sistema de realimentação acoplado a um dos utilizadores.

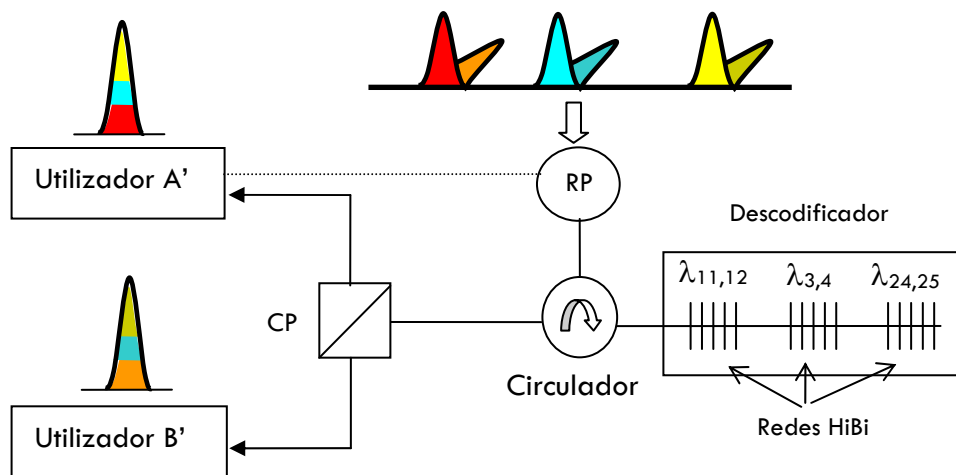


Figura 7.47 - Diagrama da implementação experimental do método proposto. CP: Combinador de polarização; RP: Dispositivo de rotação da polarização.

As vantagens desta implementação incluem, além da redução da interferência homodina e heterodina, redução para praticamente metade dos codificadores/decodificadores. Convém referir que o número de codificadores/decodificadores necessários para implementar a nova configuração, não é exactamente metade, uma vez que se tivermos códigos que utilizem os últimos comprimentos de onda da grelha, o código seguinte irá utilizar os primeiros comprimentos de onda, ou seja, para estes casos particulares, será necessário um codificador/decodificador por utilizador.

Utilizando a nova implementação, o número de codificadores/decodificadores necessários pode ser calculado por

$$\frac{\Phi(m_c n_t, \lambda_c + 2, \lambda_c) - N_c}{2} + N_c \quad (7.19)$$

onde $\Phi(m_c n_t, \lambda_c + 2, \lambda_c)$ é o número total de códigos, m_c e n_t são o número de comprimentos de onda e de posições temporais, respectivamente, $\lambda_c = 1$ (para este tipo de códigos) e N_c é o número de códigos que necessitam de um único codificador/descodificador e é dado por

$$N_c = \beta_c [st(\lambda_c + 2)!] + s + t \quad (7.20)$$

onde s e t são, respectivamente o máximo número de códigos gerados através do conjunto de códigos ortogonais $(m_c, \lambda_c, 1)$ e $(n_t, \lambda_c, 1)$ respectivamente e $\beta_c \in \{1, 3\}$ para $\lambda_c = 1$ [Chung89]. A Figura 7.48 mostra uma simulação do número de codificadores necessários, em função do número de utilizadores, para a implementação tradicional e para a proposta.

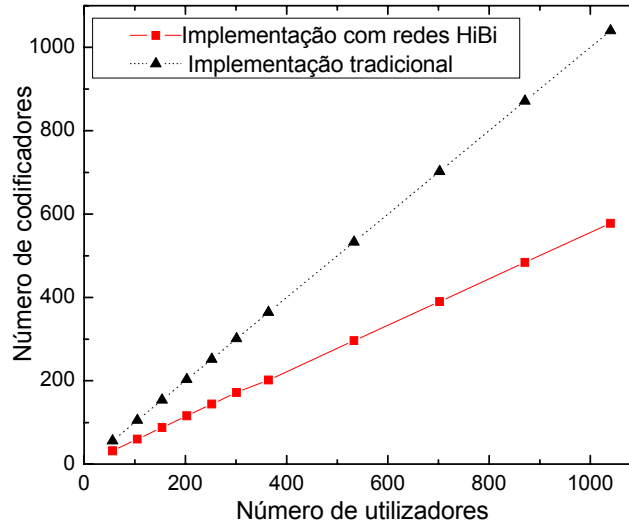


Figura 7.48 - Número de codificadores necessários em função do número de utilizadores para as duas implementações.

A redução na interferência entre utilizadores tem reflexo imediato no rácio de extinção do diagrama de olho e, conseqüentemente, na taxa de erros. Essa melhoria foi estudada por simulação utilizando o programa de simulação de redes ópticas VPI

da *Virtual Photonetics Inc.* Assim, simulou-se a codificação e posterior decodificação de um sinal óptico para diferentes números de utilizadores. Na simulação utilizou-se $n_t=7$ parcelas temporais, $m_c=7$ comprimentos de onda, $w_p=3$ e $\lambda_c=1$. Os impulsos ópticos nos 7 comprimentos de onda possuem perfil gaussiano e foram gerados com um ritmo de transmissão de $B_c=1$ Gbit/s e com $\text{FWHM}=1/4/B_c/7$ s. Na simulação com redes HiBi utilizou-se o modelo descrito anteriormente na secção 3.6.3. O espaçamento entre as bandas ortogonais das redes HiBi coincide com o espaçamento entre comprimentos de onda adjacentes e equivale a 50 GHz. Para uma análise quantitativa dos resultados registou-se a razão de extinção do diagrama de olho (razão entre o valor médio dos '1' e o valor médio dos '0'). Os resultados obtidos para as implementações com redes HiBi e com redes de Bragg normais estão registados na Figura 7.49.

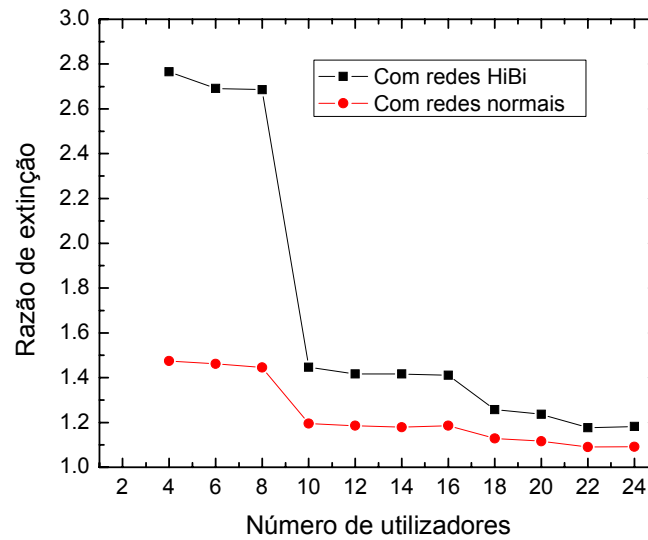


Figura 7.49 – Razão de extinção do diagrama de olho para as duas implementações.

Os efeitos da diferença na razão de extinção são mais evidentes na Figura 7.50, onde são mostrados dois diagramas de olho dos dois casos em questão para 8 utilizadores. As melhorias são evidentes.

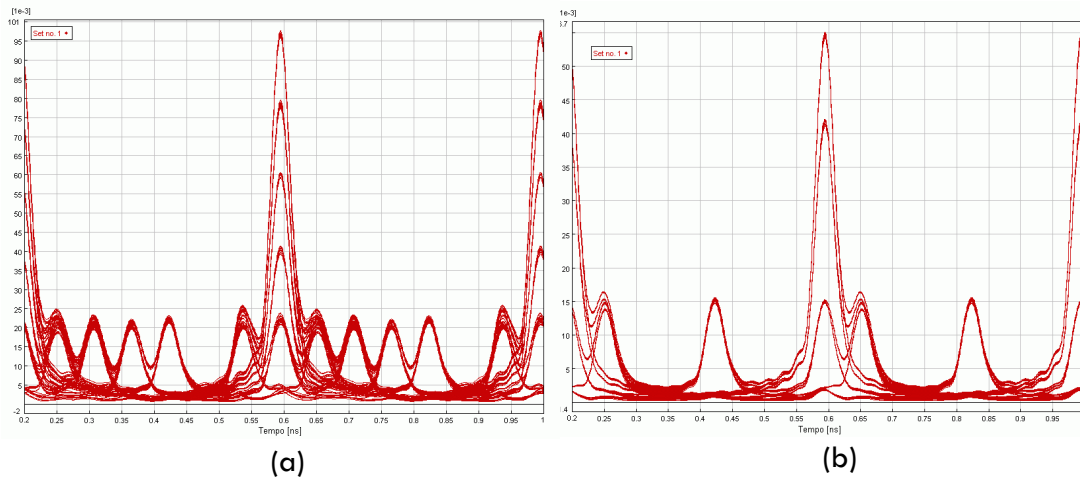


Figura 7.50 - Diagrama de olho com 8 utilizadores em simultâneo, com a implementação típica (a) e a implementação com as redes HiBi (b).

7.5.2 Optimização de sistemas baseados em ondas milimétricas na fibra óptica

7.5.2.1 Introdução

Os sistemas baseados em ondas milimétricas na fibra, conhecidos como *Radio-over-Fiber* (RoF) são uma solução interessante para a implementação de serviços de acesso via radiofrequência (RF) de elevada largura de banda ou de redes sem fios [Lin04 e Ima04]. Esta tecnologia resolve um problema crítico nesta área como é a escassez de largura de banda na gama dos microondas. Um dos cenários possíveis de implementação desta técnica consiste numa estação central (CS) ligada a um conjunto de estações locais (BS) que cobrem uma determinada área, tal como acontece com os actuais sistemas de telefones celulares ou mesmo os sistemas sem fios (Figura 7.51).

A fibra óptica, dada a sua elevada largura de banda, tem-se tornado um dos meios preferidos para sustentar todas as BS numa rede de acesso [Narasimha00]. Esta solução advém da sua capacidade para suportar um tráfego elevado de dados e, simultaneamente, facilitar a gestão da largura de banda. Ao fornecer directamente

os sinais de rádio, a fibra óptica evita a necessidade de gerar sinais de alta-frequência nas estações locais o que as tornaria mais dispendiosas.

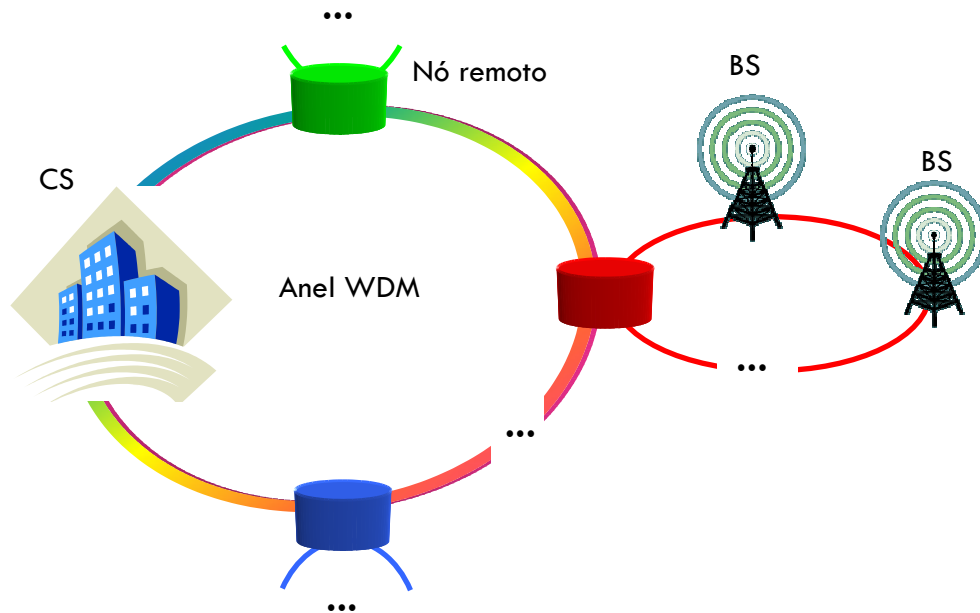


Figura 7.51 – Possível cenário de implementação da técnica RoF. CS: Estação central; BS: Estação local.

À medida que as células de rádio frequência se tornam mais pequenas, começam a ser procuradas frequências de rádio mais elevadas, onde os 60 GHz são uma das mais utilizadas devido às propriedades de propagação das ondas electromagnéticas no ar [Kitayama00]. No entanto, um incremento na frequência da portadora implica uma redução na eficiência de aproveitamento da largura de banda na fibra. Se não for utilizada nenhuma técnica especial, a eficiência de aproveitamento da largura de banda é proporcional à taxa de transmissão de *bits* e indirectamente proporcional à frequência da portadora. Deste modo, para aumentar a eficiência, ou se incrementa a taxa de transmissão de *bits* ou a frequência da portadora é diminuída ou, ainda, é utilizada alguma técnica de sobreposição de canais. Um dos métodos mais simples para aumentar a eficiência espectral e que recentemente tem recebido muita atenção, é a intercalação em frequência [Kitayama98]. Devido à proximidade espectral dos sinais, ambas as técnicas requerem a utilização de filtros ópticos altamente selectivos. A implementação deste tipo de filtros que inclua uma largura de banda bastante estreita, com elevada rejeição e com um perfil plano na banda de

transmissão, é um processo altamente complexo, podendo, inclusive, limitar de forma importante a implementação de um dispositivo óptico de adição/remoção de canais simples e de baixo custo.

7.5.2.2 Optimização da técnica de RoF

O método de intercalação em frequência aplicada ao RoF, consiste no aproveitamento da gama de frequências situada entre a portadora óptica e o canal de dados, para intercalar a informação de outros canais (Figura 7.52). A remoção de um canal é feita num nó remoto através de um OADM. Este terá que filtrar apenas a portadora óptica e a respectiva portadora RF (canal de dados), ou seja, terá que conter dois filtros ópticos.

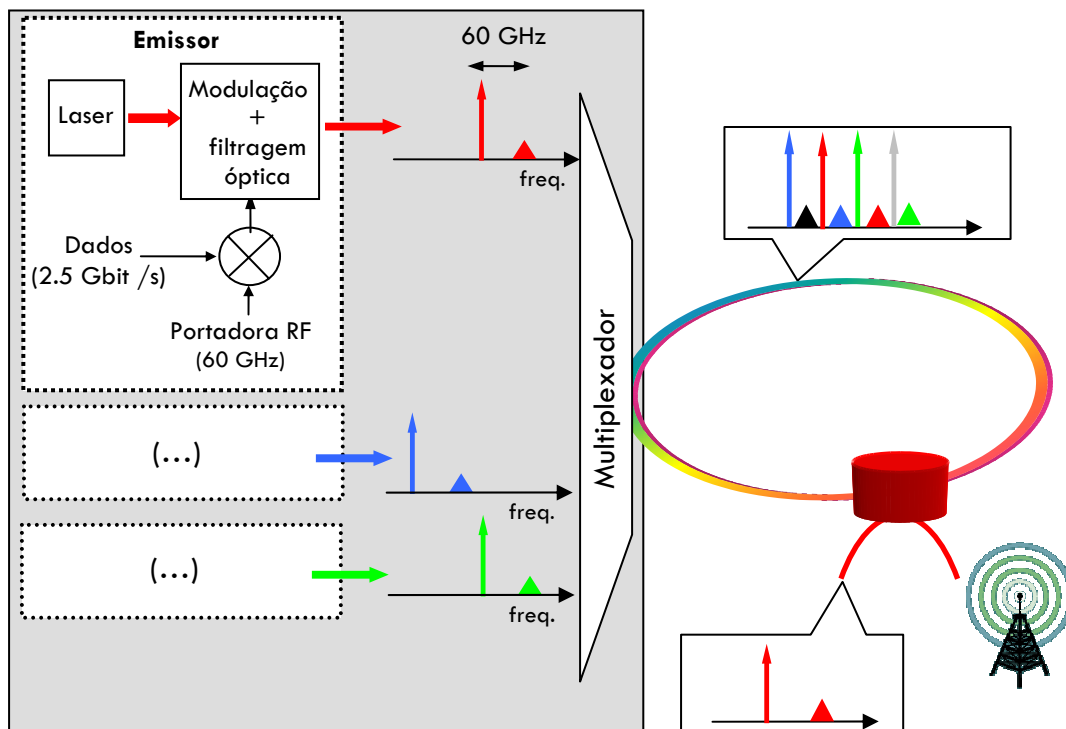


Figura 7.52 - Exemplo de uma implementação de RoF, com os dados a serem transmitidos a 2.5 Gbit/s numa portadora de radiofrequência de 60 GHz. Os dados provenientes de diferentes emissores e com diferentes comprimentos de onda são intercalados num multiplexador.

É com base nestes dados que é proposta a utilização de redes HiBi na técnica de RoF com intercalação de frequências. Para isso, tomemos como exemplo uma emissão de

dados a uma taxa de 2.5 Gbit/s, com uma portadora RF de 60 GHz. A saída do emissor é um sinal constituído por uma portadora óptica e uma banda correspondente aos dados a transmitir, separadas de 60 GHz. Assumamos agora que este conjunto passa por uma rede HiBi em que as duas bandas de reflexão estão centradas na portadora óptica e banda de dados. Isso é possível, se a rede for gravada numa fibra com uma birrefringência $B \approx 1.5 \times 10^{-4}$ ($\Delta\lambda_{HB}=0.47$ nm). Atendendo a que a portadora e os dados possuem o mesmo estado de polarização, se estiverem orientados a 45° em relação à rede de Bragg, o espectro de reflexão da rede, depois de aproveitado através de um circulador óptico, será composto por esses mesmos dois componentes, mas em polarizações ortogonais entre si. Aplicando o mesmo método a todos os canais e multiplexando-os de seguida, é possível obter todas as portadoras ópticas numa polarização e todas as bandas de modulação na polarização ortogonal (Figura 7.53)

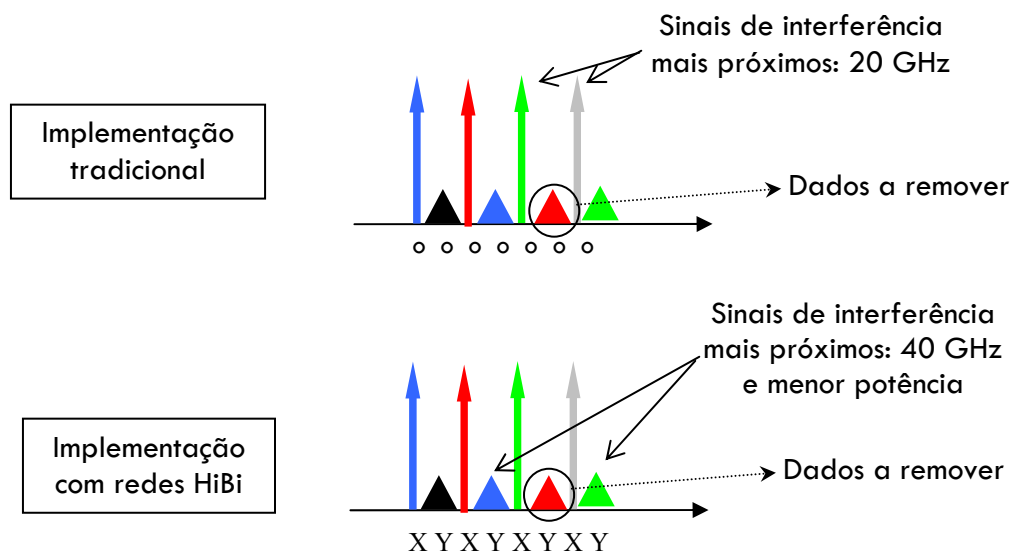


Figura 7.53 - Comparação da implementação tradicional com a implementação baseada em redes HiBi. A distância das frequências na mesma polarização que o sinal de interesse, na implementação com redes HiBi, é o dobro da distância na implementação tradicional.

No nó remoto, a remoção da portadora óptica e o canal de dados é efectuada com uma única rede HiBi. Se a rede estiver devidamente alinhada na polarização, as duas bandas da rede HiBi irão remover a portadora e os dados. Assim, as vantagens deste método são:

- Utilização de um único filtro para remover os dois sinais ópticos (portadora óptica e canal de dados);
- Supondo um espaçamento uniforme, os sinais que interferem com o canal de dados estão a uma distância superior, relativamente à implementação tradicional. No caso do exemplo apresentado, a distância é 40 GHz em oposição a 20 GHz da implementação tradicional. Adicionalmente os sinais de interferência da implementação proposta possuem uma potência inferior (canais de dados) aos sinais de interferência na implementação tradicional (portadoras+canais de dados).

7.5.2.3 Comparação da implementação tradicional com FBG e da implementação com redes HiBi.

A implementação proposta foi simulada com recurso ao programa de simulação de redes ópticas VPI da *Virtual Photonetics*. Nesta simulação, foram utilizados quatro canais de dados. O espectro óptico à saída do multiplexador (Figura 7.54) mostra as portadoras ópticas (C1, C2 ...) na polarização x (Px) intercaladas com os canais de dados (D0, D1, ...) na polarização ortogonal (Py) e separados de 20 GHz.

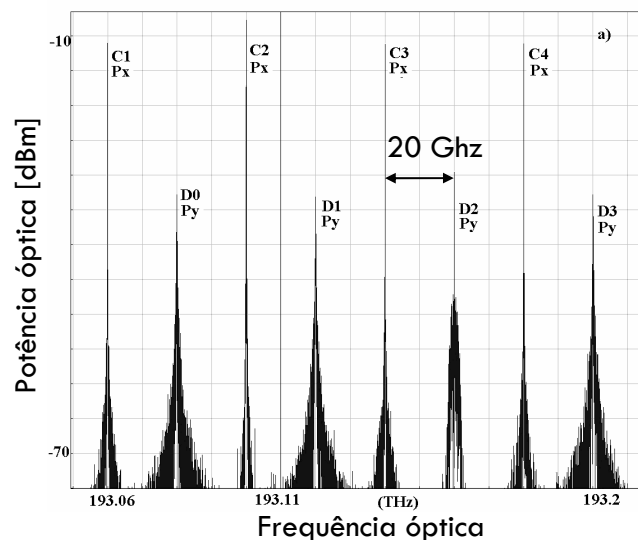


Figura 7.54 – Simulação do espectro óptico na saída do multiplexador. C: portadora óptica; D: canal de dados [Teixeira05].

De seguida, simulou-se o espectro óptico à saída de um nó óptico onde o canal de dados, D2, e a respectiva portadora óptica, C2, foram removidos do anel (Figura 7.55).

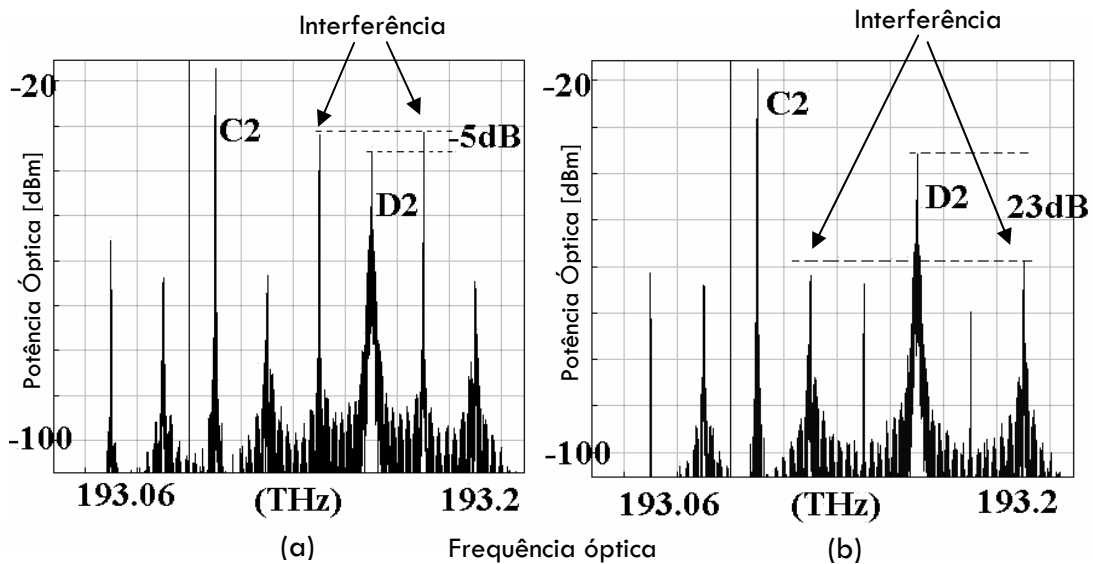


Figura 7.55 - Espectro óptico depois do canal removido (D2) com a implementação tradicional com redes normais (a) e com a implementação proposta com redes HiBi (b) [Teixeira05].

Antes da remoção óptica, os canais percorreram 17 km em fibra monomodo comum. Para a simulação foram testados os dois métodos de filtragem: com redes FBG e com redes HiBi. Na implementação com FBG há uma relação de potência de -5 dB entre o canal a remover e os sinais passíveis de provocar interferência. Com a implementação baseada em redes HiBi, essa relação sobe para 23 dB, ou seja, houve uma melhoria de 28 dB com esta técnica. Deste modo, os resultados preliminares apresentados encorajam o estudo experimental da técnica proposta com vista a otimizar os sistemas de RoF.

7.6 Conclusões

Neste capítulo foram analisadas algumas aplicações das redes HiBi, tendo-se iniciado o estudo com a compensação da PMD baseada em diferentes técnicas: alteração da birrefringência da fibra, alteração do declive do atraso de grupo de uma rede HiBi com aperiodicidade linear ou por sintonia de uma rede HiBi com aperiodicidade não

linear. Verificou-se que aplicando uma pressão transversal na fibra até 0.5 N/mm, é possível ajustar a PMD entre 57 e 78 ps (para $D_{FBG} = -100$ ps/nm). No caso da técnica baseada na alteração da aperiodicidade linear de uma rede HiBi, foi utilizado o dispositivo implementado anteriormente para a compensação da dispersão cromática baseado na aplicação de gradientes de temperatura. Com esta técnica, foi possível variar o atraso de grupo diferencial (entre as duas polarizações) entre 42 e 110 ps. Relativamente à utilização de uma aperiodicidade não linear, os resultados indicaram um ajuste da PMD entre 28 e 116 ps para uma sintonia de 1 nm no comprimento de onda do máximo de reflexão. Estes resultados foram obtidos por extrapolação das medidas de uma rede com aplicação de gradiente de temperatura não linear. Entre as três técnicas apresentadas para a compensação da PMD, a variação do declive do atraso de grupo numa rede HiBi com aperiodicidade linear parece a mais promissora. Essa técnica além de possuir uma gama dinâmica elevada, não necessita de redes com aperiodicidades não-lineares que são difíceis de obter.

Foi em seguida proposta e implementada uma fonte óptica em fibra que gera multi-comprimentos de onda. A técnica apresentada permitiu gerar 4 comprimentos de onda a operar em simultâneo, de forma estável, com potências de pico até 8 dBm e com uma largura de linha inferior a 0.01 nm. Esta técnica também pode ser utilizada para gerar bombas ortogonais.

Foi esta a técnica de base que serviu para propor e implementar novas arquitecturas para a conversão de comprimentos de onda. Os conversores apresentados são baseados em SOA, RSOA ou em fibra DSF e utilizam bombas ortogonais geradas internamente, com um número de componentes extremamente reduzido. No caso do SOA, conseguiu-se efectuar conversão de comprimentos de onda ao longo de uma gama ampla de comprimentos de onda (20 nm) e com eficiência constante (≈ -35 dB). O modelo teórico do conversor revelou-se perfeitamente ajustado aos resultados experimentais. Relativamente à conversão baseada no RSOA, os resultados foram idênticos, contudo com uma menor relação sinal-ruído. Com um RSOA optimizado para esta técnica, será possível obter resultados muito superiores, com a vantagem de ser um método simples, relativamente económico e de fácil implementação. A

utilização de bombas ortogonais também foi utilizada na conversão de comprimentos de onda com fibras DSF. Com o método proposto, foi possível efectuar conversões com eficiências até -2.5 dB e com uma relação sinal-ruído até 26 dB. Para esta técnica, foi também desenvolvido um novo modelo teórico para prever a combinação óptima dos comprimentos de onda envolvidos na conversão. O modelo baseia-se numa correcção de 4ª ordem do modelo tradicionalmente utilizado. Sem a utilização desta teoria, um conversor de comprimentos de onda baseado nesta técnica poderá apresentar eficiências muito baixas, ou mesmo nenhuma conversão, caso as diferenças entre os comprimentos de onda envolvidos seja elevada. Os resultados experimentais revelaram boa concordância com a teoria.

A utilização das redes HiBi em determinados sistemas de comunicação óptica também foi estudada. Assim, foi apresentada uma nova técnica de codificação/descodificação para sistemas baseados na técnica OCDMA. O método proposto permite reduzir para praticamente metade o número de codificadores e descodificadores a utilizar, além de reduzir significativamente a taxa de erros devido à redução na interferência entre utilizadores. O método também permite otimizar a utilização da largura de banda disponível, uma vez que permite reduzir o espaçamento entre comprimentos de onda adjacentes. Com base nesta técnica, foi também estudado um novo método de implementação da intercalação de comprimentos de onda em RoF. O método tem uma eficiência espectral melhorada, além de melhorar a diafonia heterodina entre canais.

CAPÍTULO 8

Considerações finais

8.1 Conclusões

Nesta tese foram estudados diversos aspectos relacionados com as redes de Bragg em fibra óptica. Neste âmbito, o trabalho contemplou quatro áreas: fundamentos teóricos, gravação, caracterização e aplicação das redes de Bragg. Nos casos de trabalho inicialmente de índole experimental procurou-se desenvolver modelos teóricos de suporte aos resultados obtidos. Quando os estudos se concentraram nos aspectos teóricos, procurou-se validar os respectivos modelos com resultados experimentais. Em ambas as situações conseguiu-se, na maioria dos casos, uma boa aproximação entre a teoria e os resultados experimentais.

O estudo das redes de Bragg em fibra óptica iniciou-se no segundo capítulo, com a descrição dos principais mecanismos responsáveis pela fotossensibilidade das fibras ópticas. Neste aspecto, concluiu-se que não há um único fenómeno interveniente, mas

sim diversos mecanismos que actuam de forma independente, ou não, e que globalmente influenciam a fotossensibilidade das fibras ópticas. Dentro desses fenómenos, a densificação parece ser aquele que tem um papel mais preponderante. Foi também iniciada a descrição do princípio de funcionamento das redes de Bragg, através da reflexão de Fresnel, onde se relacionam as variações residuais do índice de refração com reflexões pontuais que, mediante determinadas condições de ressonância, podem resultar numa reflexão elevada para determinado comprimento de onda. As condições de ressonância foram descritas com base na teoria das redes de difracção. Esta teoria é uma forma interessante de entender, de forma semi-quantitativa, o funcionamento das redes de Bragg em fibra óptica. Com base neste conhecimento foi possível descrever, ainda no mesmo capítulo, os diferentes tipos de redes de Bragg, como por exemplo, as redes aperiódicas, as redes apodizadas ou as cavidades em fibra óptica.

Com base nos conceitos introduzidos no capítulo 2, iniciou-se o terceiro capítulo com o estudo da teoria dos modos acoplados aplicada às redes de Bragg em fibra óptica. Nesse âmbito, foram definidos os diferentes parâmetros necessários para expressar matematicamente uma rede de Bragg. Posteriormente foram descritos diversos métodos para a sua simulação, entre os quais o método da matriz de transferência, que foi o método utilizado na maioria das simulações de redes de Bragg efectuadas neste trabalho. Este método é relativamente rápido e apresenta resultados correctos desde que seja adequadamente utilizado. Assim, foram descritos alguns dos critérios a seguir para a obtenção de resultados de simulação fiáveis. Mediante a simulação, confirmaram-se as vantagens das redes de Bragg apodizadas, nomeadamente na redução dos lóbulos laterais e das flutuações do atraso de grupo nas redes aperiódicas. Também se determinaram as condições para a gravação de redes de ordem superior. Estas são mais fáceis de gravar, possibilitando a implementação de redes com funções de transferência complexas, com sistemas de gravação mais simples do que os utilizados na gravação de redes de ordem zero com as mesmas características. O capítulo terminou com uma descrição do princípio de funcionamento das redes gravadas em fibra de elevada birrefringência.

No quarto capítulo descreveu-se o sistema experimental utilizado para gravar as redes de Bragg estudadas nesta tese. Este sistema permite gravar directamente por máscara de fase ou com interferómetro. Em qualquer dos métodos é possível utilizar a técnica de varrimento do feixe. Foi também desenvolvido um modelo teórico do sistema, baseado nas suas características geométricas. O modelo foi validado com os resultados experimentais e foi utilizado num *software* desenvolvido para a automatização da gravação. Com este *software* é possível definir antecipadamente algumas das características das redes a gravar, como o comprimento, o comprimento de onda do máximo de reflexão, a reflectividade máxima, a largura de banda ou alguns tipos de apodização. O sistema permite ainda gravar redes com banda de reflexão plana ou cavidades Fabry-Perot, baseadas em redes de Bragg, com a frequência de ressonância desejada.

Durante o trabalho de implementação foi identificado um novo tipo de regime de crescimento de redes de Bragg. Nesse regime, observou-se uma variação de amplitude da rede típica das redes do tipo IIA, mas com uma variação sempre crescente no comprimento de onda do máximo de reflexão. Este tipo de comportamento é parecido com as redes do tipo IA, associadas a redes hidrogenizadas e com elevadas variações no índice de refração. No caso do comportamento observado, a fibra não estava hidrogenizada, pelo que, em princípio se pode concluir que os fenómenos envolvidos não sejam os mesmos.

No capítulo 5, foram estudados métodos para caracterizar redes de Bragg. O método mais simples é baseado na análise espectral das redes. Este método permite calcular a reflectividade e transmissividade, em função do comprimento de onda, das redes de Bragg. No caso das redes uniformes, também permite obter outros parâmetros como o comprimento da rede ou o coeficiente de acoplamento. Também foi possível determinar algumas das características das redes HiBi, unicamente pela análise espectral. Essa análise foi suportada pelo modelo proposto no capítulo três, para as redes HiBi, e que se revelou correcto quando comparado com os resultados experimentais. O método mais simples para obter a reflectividade ou transmissividade de uma rede de Bragg consiste na utilização de um analisador de

espectros e de uma fonte óptica com largura de banda suficiente. Contudo, um dos métodos mais precisos consiste na utilização de um laser sintonizável e modulado em amplitude. Pelo cálculo da diferença de fase entre o sinal modulante à entrada e à saída da rede em função do comprimento de onda, é possível determinar, além da reflectividade/transmissividade, o atraso de grupo induzido pelas redes de Bragg.

Como também se pretendia estudar as cavidades Fabry-Perot e as redes aperiódicas, era necessário um método de análise espacial das redes. Assim, foi implementada uma técnica que utiliza uma pressão pontual nas redes de Bragg. O método baseia-se na análise das alterações do espectro de reflexão de uma rede, quando sujeita a pressão transversal pontual. Correlacionando as alterações espectrais com a posição da pressão pontual, foi possível caracterizar com precisão e exactidão redes aperiódicas e estruturas baseadas em redes de Bragg, nomeadamente as cavidades Fabry-Perot.

O elevado potencial associado às redes de Bragg foi demonstrado pelos dispositivos desenvolvidos nos capítulos 6 e 7. O capítulo 6 concentrou-se nos sensores, filtros ópticos sintonizáveis e compensação da dispersão. No caso particular dos sensores, demonstrou-se a viabilidade da utilização das redes de Bragg como sensores biomecânicos. Inclusivamente, os resultados dinâmicos obtidos com as redes de Bragg revelaram-se superiores aos obtidos com extensómetros eléctricos. Para além desta vantagem, os sensores baseados em redes de Bragg em fibras ópticas possuem dimensões muito inferiores aos extensómetros e são biologicamente inertes, em oposição aos extensómetros. O conjunto destas características coloca as redes de Bragg na linha da frente dos sensores biomecânicos, indiciando um futuro interessante para este tipo de sensores.

A utilização das redes de Bragg como filtros ópticos sintonizáveis também teve especial atenção nesta tese (capítulo 6). Confirmou-se que as redes de Bragg, caso sejam desenhadas para possuírem uma resposta espectral plana, são superiores a outros filtros, especialmente quando é necessária a sua utilização em cascata. Essa vantagem advém do menor estreitamento de banda que ocorre nas redes de Bragg,

comparativamente com outros filtros. Contudo, apesar de possuírem características únicas de filtragem e de flexibilidade, tornando-se actualmente um componente chave nas comunicações ópticas, concluiu-se que os respectivos parâmetros deverão ser seleccionados com algum cuidado, nomeadamente na definição do comprimento da rede e da constante de acoplamento. Esse cuidado é mais importante quando os ritmos de transmissão são iguais ou superiores a 40 Gbit/s. Nesta situação a dispersão cromática induzida pela rede poderá degradar o sinal, tornando necessária a gravação de redes com dispersão reduzida. Contudo, de uma forma geral, as redes com dispersão reduzida apresentam uma banda de reflexão pouco plana. Assim, como foi referido, caso estas redes sejam utilizadas em cascata, poderão surgir efeitos de estreitamento de banda indesejáveis.

No sexto capítulo foi ainda estudado um compensador de dispersão baseado em redes de Bragg. Assim, foi implementado e testado um compensador dinâmico da dispersão de 2ª e de 3ª ordem, baseado na aplicação de gradientes de temperatura numa rede de Bragg uniforme ou aperiódica. Foi possível induzir diferentes atrasos de grupo nas redes, nomeadamente atrasos de grupo lineares e quadráticos, necessários para a compensação da dispersão de 2ª e 3ª ordem, respectivamente. Dos resultados obtidos para a compensação da dispersão de 2ª ordem concluiu-se que, caso as necessidades de correcção sejam de amplitude elevada, terá que ser utilizada uma rede uniforme colada num substrato com elevado coeficiente de expansão linear, como o zinco. Se a dispersão a compensar for pequena, podem ser utilizadas redes aperiódicas apenas em contacto térmico com o substrato sujeito ao gradiente de temperatura. Deste modo, ao evitar a inércia térmica da cola, reduz-se o tempo de sintonia. No caso da compensação da dispersão de 3ª ordem, verificou-se a necessidade de colar a rede ao substrato para a obtenção de um declive quadrático no atraso de grupo. As maiores amplitudes de variação observaram-se com uma rede uniforme colada.

A utilização de gradientes de temperatura também se mostrou uma técnica viável para compensadores dinâmicos da PMD (capítulo 7). Foram descritas três técnicas para a compensação da PMD. A primeira consiste na alteração da birrefringência da

fibra por aplicação de pressão transversal. Os resultados indiciam uma possível variação do ajuste da PMD entre 57 e 78 ps para uma rede HiBi com aperiodicidade linear ($D_{FBG} = -100 \text{ ps/nm}$). A segunda técnica baseia-se na alteração do declive do atraso de grupo de uma rede HiBi com aperiodicidade linear. Os resultados mostraram um ajuste de 1ª ordem da PMD entre 42 e 110 ps. Finalmente, a última técnica utiliza redes HiBi com aperiodicidade quadrática para a compensação da PMD. Pela análise das três técnicas apresentadas, concluiu-se que a técnica mais interessante é a segunda (alteração do declive do atraso de grupo) dado que não necessita de redes com aperiodicidade quadrática, além de possuir uma gama de compensação dinâmica elevada.

A utilização das propriedades de filtragem selectiva na polarização das redes HiBi está na base dos lasers e conversores de comprimentos de onda propostos no sétimo capítulo. Relativamente aos lasers, foi proposta a implementação de um laser multi-comprimentos de onda, baseado num anel em fibra óptica. Conseguiu-se gerar 4 bombas a operar simultaneamente, de forma estável, com potências até 8 dBm e com uma largura de linha inferior a 0.01 nm. Isso foi possível devido à redução da homogeneidade da fibra dopada com érbio em consequência da operação das linhas laser em polarizações lineares e ortogonais. Com o ajuste correcto da polarização dentro da cavidade óptica, foi possível obter 2 bombas com polarizações ortogonais.

Com base na técnica da geração de bombas ortogonais, foi desenvolvida uma nova arquitectura para a conversão de comprimentos de onda numa fibra DSF. Através da arquitectura proposta, foi possível efectuar conversões de comprimentos de onda com elevada eficiência e relação sinal-ruído. Devido à utilização de duas bombas, também é possível efectuar conversões entre comprimentos de onda muito distantes entre si. Neste último caso verificou-se que o modelo teórico existente não prevê os resultados experimentais com o rigor desejado. Para resolver esta inconsistência foi desenvolvida uma formulação analítica que tem em conta termos até à 4ª ordem do desenvolvimento em série da constante de propagação. Este modelo tem especial relevo para conversões entre comprimentos de onda relativamente afastados

(>10 nm). Os resultados experimentais revelaram boa concordância com o modelo proposto.

Ainda relativamente à conversão de comprimentos de onda, foi proposto um método alternativo ao mencionado acima, mas com o ganho óptico a ser fornecido por um SOA ou RSOA. Devido às propriedades não-lineares destes dispositivos, foi possível desenvolver conversores de comprimentos de onda com eficiência constante e com um reduzido número de componentes, relativamente a conversores com características idênticas descritos na literatura.

A utilização das redes HiBi em sistemas de comunicação em fibra óptica também foi alvo de estudo. Deste modo, foi proposta uma técnica para reduzir a interferência entre utilizadores nos sistemas OCDMA. O conceito subjacente à implementação proposta consiste na utilização de codificadores/descodificadores baseados em redes HiBi, num esquema de geração cíclica de códigos. Desta forma, além do número de codificadores/descodificadores necessários ser reduzido para praticamente metade, a alternância de polarização entre comprimentos de onda adjacentes também permite reduzir a interferência entre utilizadores. Este princípio também está implícito no método apresentado para a técnica de RoF. A implementação baseia-se na utilização da intercalação de frequências e de polarização. Assim, consegue-se que as portadoras ópticas estejam numa polarização diferente dos dados, reduzindo substancialmente a interferência heterodina e melhorando a eficiência de utilização espectral.

8.2 Sugestões para trabalho futuro

Tendo presente a evolução da ciência, da tecnologia e da inovação como linha de referência, são raros os trabalhos científicos que se possam considerar terminados. Dentro dessas premissas, procurou-se com esta tese, além da procura da inovação e da consolidação do conhecimento, abrir novas portas para a investigação na área

das redes de Bragg. Assim, analisando os resultados e as ilações finais, a utilidade da continuação do estudo desenvolvido nesta dissertação fica fortalecida.

Começando pela fotossensibilidade, os resultados obtidos com as redes de crescimento anômalo incentivam a continuação do estudo desse crescimento, de modo a relacioná-lo com os mecanismos de fotossensibilidade conhecidos ou, eventualmente, com mecanismos novos. Para isso, poderão ser utilizadas, entre outras, técnicas de análise espectral nas bandas de absorção do UV.

Além da fotossensibilidade, é também importante que haja uma constante melhoria do sistema de gravação. Entre essas melhorias, destaca-se a implementação de um sistema de redução da visibilidade das franjas, de forma pontual e controlada, possibilitando a gravação de redes de Bragg apodizadas com compensação DC. Também será conveniente a adaptação do *software* para a gravação de redes de período longo. A médio prazo, poderá ser implementado um sistema de gravação por “colagem”, possibilitando a gravação de redes de Bragg com aperiodicidades e apodizações complexas. O estudo das redes de ordem superior também poderá ser um dos tópicos a aprofundar no processo de gravação.

Entre os métodos de caracterização, o método de pressão pontual revelou-se adequado para caracterizar espacialmente as estruturas baseadas em redes de Bragg e as redes aperiódicas. Contudo, será conveniente o desenvolvimento de sistemas de caracterização da apodização das redes de Bragg, seja através do desenvolvimento de novas técnicas, ou através da melhoria do sistema de pressão pontual.

As aplicações das redes de Bragg continuam a ser um tópico de elevado interesse. Os resultados obtidos com os sensores biomecânicos permitem encarar com algum optimismo a utilização destes em outras aplicações além da ortodontia. No caso dos compensadores de dispersão cromática e de PMD, sugere-se um estudo detalhado da termodinâmica do sistema de forma a otimizar os efeitos dos gradientes de temperatura. Relativamente aos conversores de comprimentos de onda, sugere-se uma

continuação do estudo, nomeadamente na optimização da relação sinal-ruído e na análise do ruído adicionado pelas bombas ópticas.

Para a maioria dos dispositivos desenvolvidos é conveniente a realização de testes em sistemas e subsistemas de comunicação por fibra óptica. As experiências a efectuar poderão utilizar a plataforma de ensaio laboratorial, descrita no Apêndice C, ou poderão utilizar ligações de fibra óptica actualmente existentes e que ligam diferentes instituições e empresas no país.

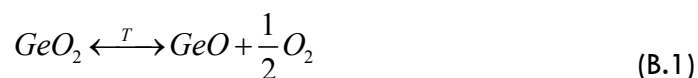
Será também de interesse a implementação e teste de sistemas completos de OCDMA e RoF, utilizando as técnicas de optimização propostas.

APÊNDICE A

Centros em sílica dopada com germânio

Neste apêndice são representados algumas das estruturas dos centros envolvidos na fotossensibilidade em fibras ópticas dopadas com GeO_2 [Kashyap99, Othonos99].

A síntese de sílica dopada com GeO_2 em ambientes redutores de oxigénio (baixa pressão parcial), ou a temperaturas elevadas, pode originar centros deficitários em oxigénio segundo a seguinte reacção (sentido directo):



Ao contrário dos centros GeO_2 , que possuem uma banda de absorção centrada em 192 nm, os centros GeO possuem uma banda de absorção centrada em 242 nm com uma largura espectral de 35 nm. A supressão destes centros, por ionização devido a radiação nestes comprimentos de onda, origina um novo centro, designado por GeE' . Na Figura B.1. está representado o modelo do processo de ionização de um centro GeO com uma ligação do tipo Ge-Si .

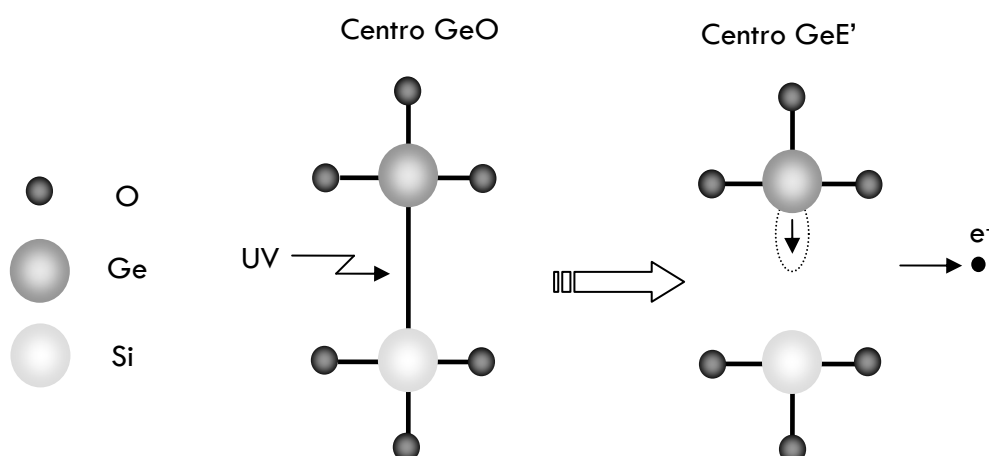


Figura B.1 – Modelo do processo de fotoionização de um centro GeO . Os ângulos das ligações não estão ilustrados.

O centro GeE' possui uma orbital desemparelhada sp^3 e tem uma banda de absorção centrada a 200 nm e com uma largura espectral de 35 nm.

No processo de ionização do centro GeO é libertado um electrão, que se vai mover na matriz vítrea até ser capturado por um centro estrutural favorável à captação de electrões livres. Dois desses centros, designados por $\text{Ge}(1)$ e $\text{Ge}(2)$, estão representados na Figura B.2.

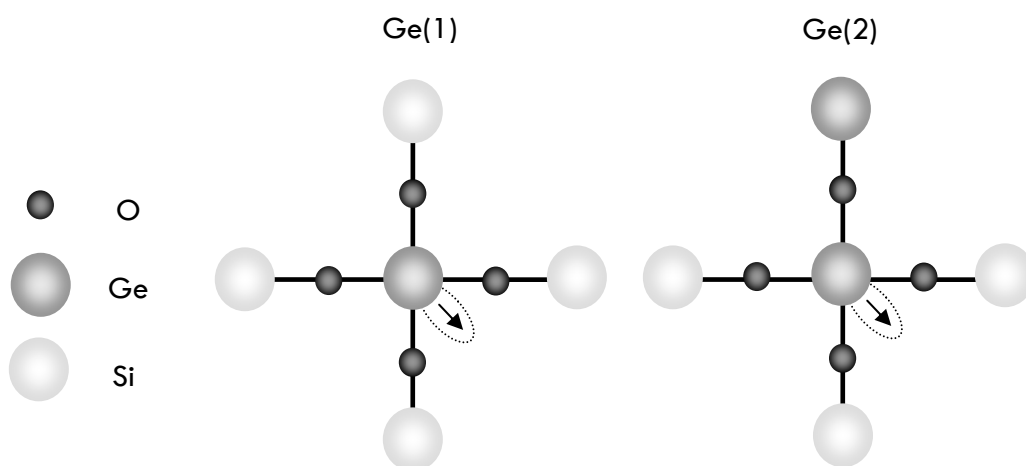


Figura B.2 – Ilustração dos centros $\text{Ge}(1)$ e $\text{Ge}(2)$. Os ângulos das ligações não estão representados.

Os centros $\text{Ge}(1)$ possuem uma banda de absorção centrada em 282 nm, com uma largura espectral de 120 nm, enquanto que a banda de absorção dos centros $\text{Ge}(2)$ é centrada em 214 nm e tem uma largura espectral de 30 nm.

APÊNDICE B

Determinação da alteração do índice de refração devido a aplicação de tensão

Quando um material está sujeito a tensões mecânicas, a densidade local muda, consequentemente, por efeito fotoelástico, as propriedades ópticas também mudam. Se o meio for linear e isotrópico, como o vidro, assumindo que não há torções, as alterações no índice de refração são relacionadas pelo campo de tensões aplicados por:

$$\Delta \left[\frac{1}{n_i^2} \right] = p_{ij} \varepsilon_j \quad (i, j = 1, \dots, 6) \quad (\text{B.1})$$

Onde n_i representa as componentes do tensor do índice de refração, p_{ij} representa os coeficientes da matriz fotoelástica e ε_j são as componentes do vector de deformação induzido pelo campo de tensões.

Tendo em conta que

$$[n] = \begin{bmatrix} n_1 & n_6 & n_5 \\ n_6 & n_2 & n_4 \\ n_5 & n_4 & n_3 \end{bmatrix} \quad (\text{B.2})$$

e

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & \frac{1}{2} \varepsilon_6 & \frac{1}{2} \varepsilon_5 \\ \frac{1}{2} \varepsilon_6 & \varepsilon_2 & \frac{1}{2} \varepsilon_4 \\ \frac{1}{2} \varepsilon_5 & \frac{1}{2} \varepsilon_4 & \varepsilon_3 \end{bmatrix} \quad (\text{B.3})$$

pode-se escrever

$$\begin{aligned}
 \Delta\left(\frac{1}{n_1^2}\right) &= -2\frac{\Delta n_1}{n_1^3} = p_{11}\varepsilon_1 + p_{12}(\varepsilon_2 + \varepsilon_3) \\
 \Delta\left(\frac{1}{n_2^2}\right) &= -2\frac{\Delta n_2}{n_2^3} = p_{11}\varepsilon_2 + p_{12}(\varepsilon_1 + \varepsilon_3) \\
 \Delta\left(\frac{1}{n_3^2}\right) &= -2\frac{\Delta n_3}{n_3^3} = p_{11}\varepsilon_3 + p_{12}(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \\
 \Delta\left(\frac{1}{n_4^2}\right) &= -2\frac{\Delta n_4}{n_4^3} = \frac{p_{11} - p_{12}}{2}\varepsilon_4 \\
 \Delta\left(\frac{1}{n_5^2}\right) &= -2\frac{\Delta n_5}{n_5^3} = \frac{p_{11} - p_{12}}{2}\varepsilon_5 \\
 \Delta\left(\frac{1}{n_6^2}\right) &= -2\frac{\Delta n_6}{n_6^3} = \frac{p_{11} - p_{12}}{2}\varepsilon_6
 \end{aligned} \tag{B.4}$$

As relações de tensão-elongação são dadas em coordenadas cartesianas por

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_x &= \frac{1}{Y}[\sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z)] \\
 \varepsilon_y &= \frac{1}{Y}[\sigma_y - \nu(\sigma_x + \sigma_z)] \\
 \varepsilon_z &= \frac{1}{Y}[\sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y)] \\
 \varepsilon_{yz} &= \frac{2(1+\nu)}{Y}\sigma_{yz} \\
 \varepsilon_{xz} &= \frac{2(1+\nu)}{Y}\sigma_{xz} \\
 \varepsilon_{xy} &= \frac{2(1+\nu)}{Y}\sigma_{xy}
 \end{aligned} \tag{B.5}$$

onde $\varepsilon_u = \Delta u/u$ ($u = x, y, z$) são as componentes de deformação elástica por unidade de comprimento, ou elongação, Y e ν são, respectivamente, o módulo de Young e o coeficiente de Poisson da fibra óptica, σ_x , σ_y e σ_z são as componentes de tensão nas

direcções x , y e z , respectivamente, e σ_{xy} , σ_{yz} e σ_{xz} são as componentes de cisalhamento nas direcções x , y e z , respectivamente.

Deste modo, utilizando (B.4) e (B.5), as alterações no índice de refração podem ser dadas por

$$\begin{aligned}
 \Delta n_x &= -\frac{n_1^3}{2Y} \left\{ (p_{11} - 2\nu p_{12}) \sigma_x + [(1-\nu) p_{12} - \nu p_{11}] [\sigma_y + \sigma_z] \right\} \\
 \Delta n_y &= -\frac{n_2^3}{2Y} \left\{ (p_{11} - 2\nu p_{12}) \sigma_y + [(1-\nu) p_{12} - \nu p_{11}] [\sigma_x + \sigma_z] \right\} \\
 \Delta n_z &= -\frac{n_3^3}{2Y} \left\{ (p_{11} - 2\nu p_{12}) \sigma_z + [(1-\nu) p_{12} - \nu p_{11}] [\sigma_x + \sigma_y] \right\} \\
 \Delta n_{yz} &= -\frac{n_4^3}{2Y} (p_{11} - p_{12}) (1 + \nu) \sigma_{yz} \\
 \Delta n_{xz} &= -\frac{n_5^3}{2Y} (p_{11} - p_{12}) (1 + \nu) \sigma_{xz} \\
 \Delta n_{xy} &= -\frac{n_6^3}{2Y} (p_{11} - p_{12}) (1 + \nu) \sigma_{xy}
 \end{aligned} \tag{B.6}$$

Neste apêndice será descrito o trabalho realizado no âmbito do projecto O-NODE do Instituto de Telecomunicações cujo objectivo era a realização de um demonstrador de redes ópticas.

Motivação

Quando se pretende transmitir um sinal óptico a longas distâncias é necessário utilizar vários quilómetros de fibra e vários amplificadores ópticos. Estas circunstâncias levam à degradação da qualidade do sinal recebido e o consequente aumento da taxa de erros. As principais causas para esta degradação são a atenuação e dispersão da fibra e os efeitos não lineares, que são mais notórios quando o comprimento de fibra utilizado e a potência óptica média são elevados. Outra das causas para a referida degradação está relacionada com a utilização em cascata de filtros ópticos, tal como descrito no capítulo 6. Assim, verifica-se a necessidade de controlar ou, pelo menos conhecer profundamente todos estes efeitos, de forma a permitir o estudo de sistemas WDM com percursos longos. Com base nisto, foi iniciado o desenvolvimento de um emulador laboratorial de transmissão a longas distâncias de sinais WDM. A situação mais elementar, ou seja, a utilização de vários rolos de fibra e de vários amplificadores foi posta de parte pelos óbvios motivos económicos e práticos, surgindo assim o anel óptico.

O anel óptico controlado resolve o problema do elevado custo de manter um sistema laboratorial de elevadas distâncias e vários amplificadores. É, então, possível verificar muitos dos efeitos mencionados, que doutra forma só seriam observados em experiências de campo, num compacto esquema laboratorial, e sem fazer uso do aparentemente necessário comprimento de fibra óptica e de inúmeros amplificadores ópticos.

Desta forma, pretende-se, com o anel óptico, criar um emulador de distâncias elevadas com as características de um sistema real equivalente. Para tal, o sistema proposto tem a característica de ser transparente e não está directamente dependente do tipo de formatação dos sinais, número de canais WDM ou ritmos de transmissão.

Descrição do sistema

Na Figura C.1, apresenta-se um esquema da montagem do anel óptico para testar a transmissão de sinais para longas distâncias.

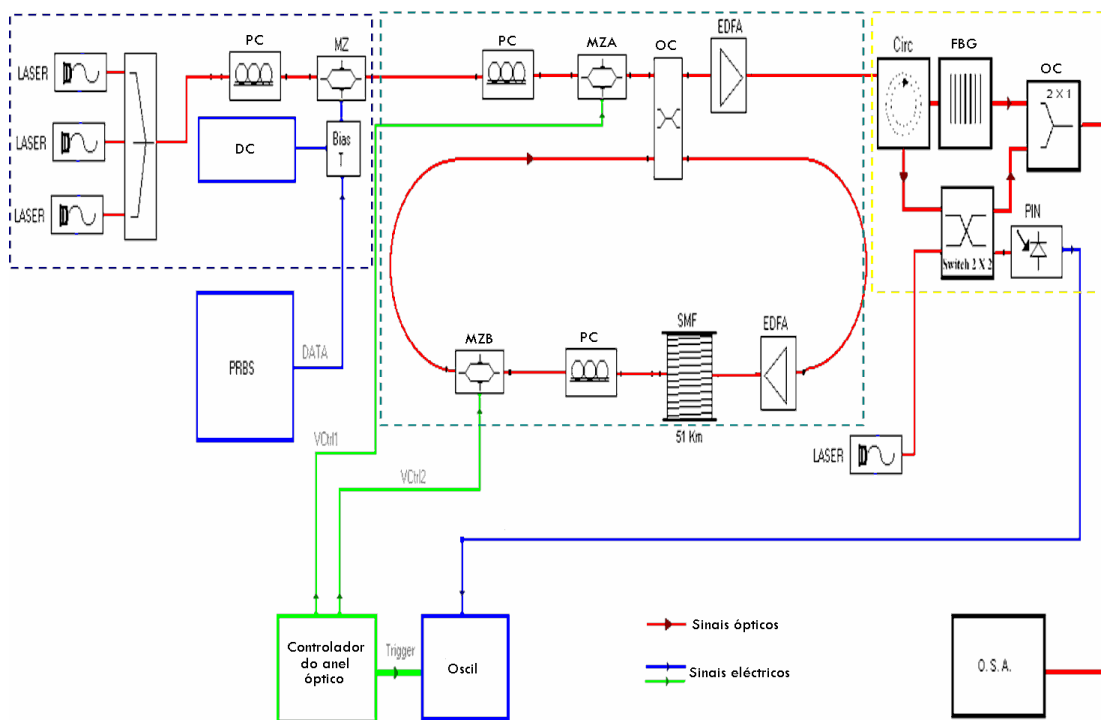


Figura C.1 – Esquema do anel óptico implementado. PC: controlador de polarização; MZ, MZA e MZB: Mach-Zehnders; OC: acoplador óptico; Circ: circulador óptico; PRBS: gerador de seqüências pseudo-aleatórias; Oscil: osciloscópio; SMF: fibra óptica;

O controlo de fluxo no anel óptico é conseguido através da utilização de dois Mach-Zehnders como interruptores ópticos, controlados por um circuito eléctrico. O diagrama de controlo genérico dos Mach-Zehnders está patente na Figura C.2.

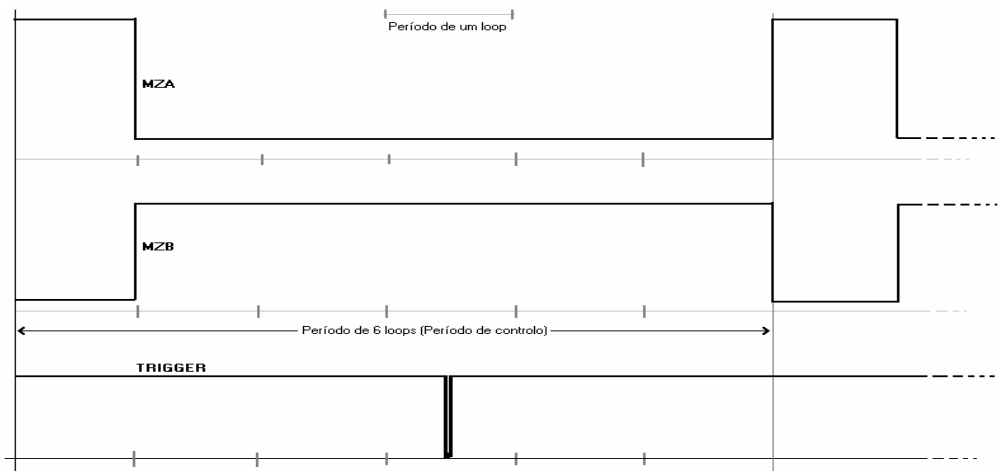


Figura C.2 – Diagrama temporal do controlo dos Mach-Zehnders.

Com o controlo rigoroso das formas de onda para os dois Mach-Zehnders, consegue-se definir o número de voltas a percorrer dentro do anel. No caso apresentado mostram-se os sinais de controlo e de disparo para um anel óptico que emula 6 vezes o comprimento da fibra existente dentro do anel, ou seja, $6 \text{ voltas} \times 51 \text{ km} = 306 \text{ km}$. O segundo polarizador e o modulador Mach-Zehnder controlam o fluxo óptico que é oferecido ao acoplador. Este acoplador divide a potência óptica em duas partes iguais.

O sinal passa, então, pela fibra óptica, cujo atraso de transmissão provocado define, em boa aproximação, o período de tempo entre cada volta do anel. A atenuação provocada pela fibra, em conjunto com os conectores usados na montagem laboratorial e, por fim, com os 3 dB perdidos no acoplador, são compensados pelos EDFA utilizados.

O último polarizador e o Mach-Zehnder controlam o fluxo óptico dentro do anel. A sua função consiste em assegurar a não circulação no anel óptico indefinidamente. Através do controlo do sinal de disparo para o osciloscópio, gerado pela placa, consegue-se visualizar a volta de interesse.

OADM

O OADM existente a seguir ao anel óptico foi testado com uma rede de Bragg sintonizável em temperatura. Para isso, foi utilizado num sistema WDM de 3 canais com os comprimentos de onda 1549.2, 1549.9 e 1550.7 nm. Na Figura C.3, são mostrados os espectros ópticos à entrada e à saída do OADM.

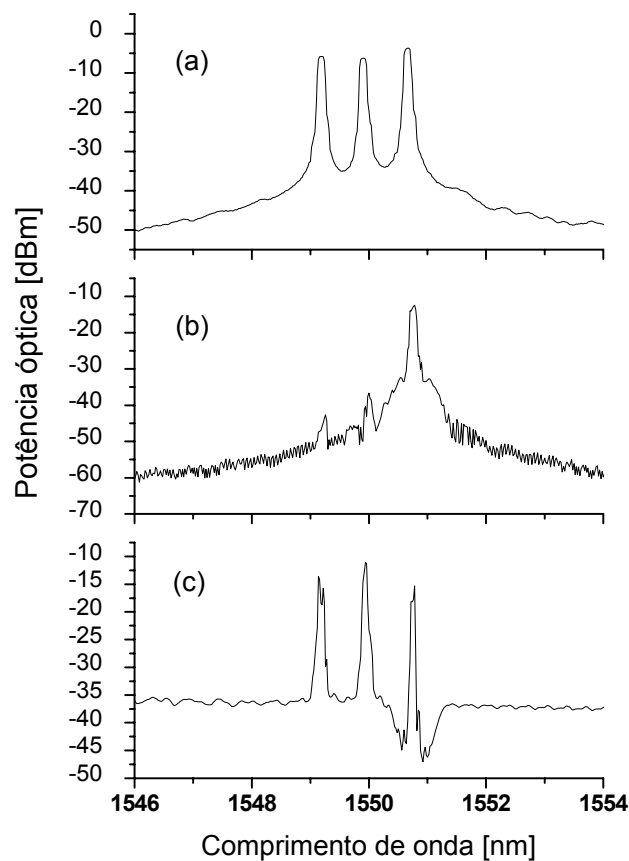


Figura C.3 – Espectros ópticos: à entrada do OADM (a); do canal removido (b); à saída do OADM com o canal adicionado (c).

Resultados experimentais

Depois de implementado o sistema proposto, procedeu-se aos respectivos testes. Foi testada a adição e remoção de canais depois do anel óptico, bem como o funcionamento deste.

Verificou-se que a adição e remoção de canais seguia o mesmo comportamento verificado na ausência do anel óptico. Em relação ao anel óptico, os resultados preliminares são satisfatórios. As figuras seguintes apresentam dois diagramas de olho obtidos sem a circulação do sinal dentro do anel óptico e após três voltas dentro do mesmo, respectivamente.

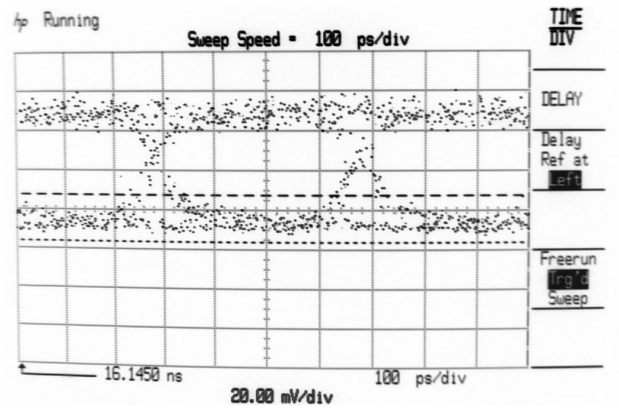


Figura C.4 – Diagrama de olho sem circulação dentro do anel óptico.

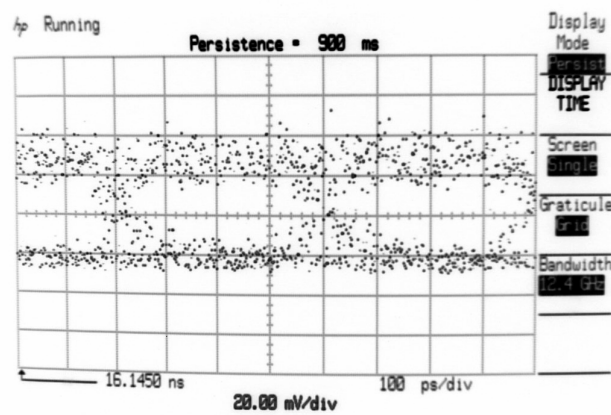


Figura C.5 – Diagrama de olho após a circulação do sinal óptico no anel durante três voltas.

Nota-se a evidente degradação do sinal após a propagação durante as três voltas, ou seja 150 km. A degradação observada é resultado da dispersão, do ruído dos amplificadores e de alguma imprecisão no controlo do tempo das voltas. Neste momento, já foi desenvolvido um método de controlo digital mais preciso com vista a melhorar as características do anel óptico.

Com esta implementação, espera-se poder testar os efeitos da utilização em cascata das redes de Bragg, da PMD, da dispersão ou de efeitos não lineares. No caso da utilização em cascata das redes de Bragg, estas terão que ser utilizadas dentro do anel óptico.

APÊNDICE D

Publicações e comunicações resultantes do trabalho efectuado (selecção)

R. N Nogueira, A. L. Teixeira, J. F. Rocha, J. L. Pinto, "Conversor de comprimentos de onda auto-bombeado" submissão ao INPI da patente de invenção N°102871 de 11/11/2002.

R. N. Nogueira, A. L. J. Teixeira, P. S. André, J. R. F. da Rocha and J. L. Pinto "Tunable All-Fibre Intracavity Wavelength Converter Without External Pumps", submetido a *Optics Communications*.

Lima, M. J. N., Nogueira, Rogério N, Silva, J. C. C., Teixeira, A. L. J., André, P. S. B., Rocha, J. F., Kalinowski, H. J. "Comparison of the Temperature Dependence of Different Types of Bragg Gratings." aceite para publicação na *Microwave and Optical Technology Letters*.

Mário Ferreira, Armando Pinto, Paulo André, Nelson Muga, José Machado, Rogério Nogueira, Sofia Latas, J. Ferreira da Rocha, "Polarization Mode Dispersion in High-Speed Optical Communication Systems" aceite para publicação na *Fiber & Integrated Optics*.

José F. da Rocha, Adolfo T. Cartaxo, Henrique J. da Silva, João L. Pinto, António J. Teixeira, Atilio S. Gameiro, Paulo P. Monteiro, João O. Pires, Rui S. Ribeiro, Manuel O. Violas, Armando N. Pinto, Paulo S. André, Mário M. Freire, Artur L. Ribeiro, Carlos F. Fernandes, Jorge T. Pereira, José M. Pousa, José M. Santos, Maria T. Almeida, António R. Tavares, Rogério N. Nogueira, José S. Machado, "Optical Communications Research at Institute of Telecommunications", aceite para publicação na *Fiber & Integrated Optics*.

M. J. N. Lima, R. N. Nogueira, A. L. J. Teixeira, P. S. B. André, J. R. F. Rocha and J. L. Pinto, "Thermal chirping of type IIA fiber Bragg gratings", *WSEAS Transactions on Communications* no2, vol. 4, Fev 2005.

A.L. Teixeira, R. N. Nogueira, P.S. André, M. Lima, J. Ferreira Rocha, "Optimized Wavelength Interleaved Radio-over-Fibre System based on Highly Birefringent Fiber Bragg Gratings" *IEE Electronics Letters*, vol. 41, no1, pp.30-32, 2005.

André, P.S; R.N. Nogueira; A.T. Teixeira; M. J. N. Lima; R. F. Rocha; J. L. Pinto; "Multi wavelength rational harmonic mode locked source for polarization division multiplexing based on a reflective semiconductor optical amplifier and Bragg grating written in a high birefringent fiber", *Laser Physics Letters* , Vol. 1 , No. 12 , pp. 613 - 616 , Dezembro , 2004.

R.N. Nogueira, A.L. Teixeira; J. L. Pinto; R. F. Rocha; "Constant Efficiency Broadband Wavelength Converter Based on Self-generated Orthogonal Pumps ", *IEE Electronics Letters* , Vol. 40 , No. 10 , pp. 616 - 617 , May , 2004.

Ilda Abe, Hypolito J Kalinowski, Orlando Frazão, José L Santos, Rogério N Nogueira and João L Pinto Meas. "Superimposed Bragg gratings in high-birefringence fibre optics: three-parameter simultaneous measurements" *Meas. Sci. Technol.* V15 1453-1457, 2004.

Rogério Nogueira, Ilda Abe, Hypolito Kalinowski, J. Ferreira da Rocha, J. Lemos Pinto, "Precise Characterization of Fiber Bragg Gratings for Photonic Communications Systems" *SPIE Photonics, Devices, and Systems II*, vol. 5036 , pp 176-181, 2003

Ilda Abe, Rogério Nogueira, Bárbara W. Diesel, André S. Ehlkec, Juliane Tosin, P. S. André, J. L. Pinto and Hypolito J. Kalinowski, "Analysis of Bragg grating written in high birefringence fibre optics" *SPIE Photonics, Devices, and Systems*, vol. 5036 pp 223-228, 2003

Ilda Abe, Hypolito José Kalinowski, Rogério Nogueira, João Lemos Pinto and Orlando Frazão, "Production and Characterisation of Bragg Gratings written in High Birefringence Fibre Optics" *IEE - Circuits, Devices and Systems* Vol 150 N6 Dec pp. 495-500, 2003

R. N. Nogueira, A. N. Pinto, P.S. André, A. L. Teixeira, J. R. F. da Rocha and J. L. Pinto, "All-fiber tunable dispersion and polarization mode dispersion compensator based on enhanced thermal tuning", aceite para apresentação na 5th Conference on Telecommunications, (CONFTELE 2005).

Mário J. N. Lima, Rogério N. Nogueira, António L. J. Teixeira, Paulo S. B. André, J. R. Ferreira da Rocha, J. L. Pinto "Thermo-tunable Fiber Gratings with Enhanced Dispersion Compensation and Central Wavelength Tuning Ranges", aceite para apresentação na 5th Conference on Telecommunications, (CONFTELE 2005).

G. M. Tosi Beleffi , F. Curti , D.M. Forin, M. Guglielmucci, A. Teixeira, R. Nogueira, P. André, A. Fiorelli, A. Reale, S. Betti, "Performance evaluation of an All-Optical Clock Recovery and data Resampling stage for NRZ Data signals", aceite para apresentação na Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO 2005.

J. C. C. Silva, A. Ramos, L. Carvalho, R. N. Nogueira, A. Ballu, M. Mesnard, J. L. Pinto, H. J. Kalinowski, J. A. Simões, "Fibre Bragg grating sensing and finite element analysis of the biomechanics of the mandible", aceite para apresentação na 17th International Conference on Optical Fibre Sensors (OFS-17), paper We1-3.

M. S. Milczewski, J. C. C. da Silva, I. Abe, L. Carvalho, C. Fernandes, H. J. Kalinowski, R. N. Nogueira "FBG application in the determination of setting expansion of dental materials" aceite para apresentação na 17th International Conference on Optical Fibre Sensors (OFS-17), paper P1-25.

M. J. N. Lima, R. N. Nogueira, A. L. J. Teixeira, P. S. B. André, J. R. F. Rocha and J. L. Pinto, "Thermal chirping of type IIA fiber Bragg gratings", aceite para apresentação na *WSEAS EHAC 2005*.

M. Lima, R. Nogueira, J. Silva, A. Teixeira, P. Andre, J. Rocha, H. Kalinowski, J. Pinto, "Abnormal growth mechanism of fibre Bragg gratings in high-Germanium-doped fibers", aceite para apresentação na *SPIE Optoelectronics and Photonic Devices Conference*.

António Teixeira, Rogério Nogueira, Paulo André, Mário Lima, João Pinto, José da Rocha "Applications of Highly Birefringent Fibre Bragg gratings" *International Conference on Transparent Optical Networks, ICTON 2004* (Invited paper).

R. Nogueira, I. Pinto, J. Silva, A. Teixeira, P. André, J. Pinto, J. Rocha, "Tunable dispersion compensation based on induced thermal chirping in fiber Bragg gratings", *II Symposium on enabling optical networks*, 2004.

P. S. André, B. Neto, R. Nogueira, J. L. Pinto, L. J. Teixeira, M. J. Lima and F. Rocha "Allocable Dispersion Compensation for Thermal Dispersion Variations in Transmission Fibers" *Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO 2004*.

Jean C. C. Silva, Lidia Carvalho, Rogerio N. Nogueira, Jose A. Simoes, Joao L. Pinto and H. Kalinowski, "FBG applied in dynamic analysis of an implanted cadaveric mandible", *Proceedings of SPIE -- Volume 5502 Second European Workshop on Optical Fibre Sensors*, pp. 226-229, 2004

L. Carvalho, Silva, J. C. C., Nogueira, Rogério N, José A. Simões, Pinto, J. L., Kalinowski, H. J. "FBG and Strain Gauge Measurements on an Implanted Cadaveric Mandible" *European Society of Biomechanics Congress*, *Proceedings of ESB 2004*, v.1. p.565, 2004.

R. N. Nogueira, P. S. Taluja, A. L. Teixeira, P. André, J. F. da Rocha and J. L. Pinto, "New Technique for Implementing Multiwavelength Orthogonal Codes for OCDMA using Fiber Bragg Gratings written in High Birefringence Fibers" *Proc. of 16th IEEE LEOS Annual Meeting (LEOS 03)*, 2003.

A. L. Teixeira, R. N. Nogueira, J. F. da Rocha, "Wavelength Interleaved Radio-over-Fibre Optimized Scheme Based on Highly Birefringent Optical Filters" *Proc. of 16th IEEE LEOS Annual Meeting (LEOS 03)*, 2003.

A. L. Teixeira, P. André, P. Monteiro, M-Lima, R. N. Nogueira, J. F. da Rocha, "All-Optical Routing based on OCDMA Headers" *Proc. of 16th IEEE LEOS Annual Meeting (LEOS 03)*, 2003.

Ilda Abe, Orlando Frazão, Rogério N. Nogueira, Hypolito J. Kalinowski, J. L. Pinto and José L. Santos, "Three-parameter simultaneous measurement using superimposed Bragg Gratings in high-birefringence optical fibers", *16th International Conference on Optical Fibre Sensors (OFS-16)*.

A.L. Teixeira, R. N. Nogueira, P. Andre, J. F. Rocha, J. Pinto, F. Rocha, "Broadband Optical Wavelength Converters", *International Conference on Transparent Optical Networks, ICTON 2003* (invited paper).

R. Nogueira, A. L. Teixeira, P. André, I. Abe, H. Kalinowsky, J. Ferreira Rocha, J. Lemos Pinto, "All-fiber Broad band orthogonal pumps wavelength converter", *10th International Conference on Telecommunications, 2003*.

A. L. Teixeira, R. Nogueira, P. André, M. Lima, J. Ferreira Rocha, "Multiwavelength converter based on broad band orthogonal pump" *10th International Conference on Telecommunications, 2003*.

R. N. Nogueira, A. L. J. Teixeira, P. S. André, J. F. da Rocha and J. L. Pinto, "Wide Tuning Range Self-Generated Orthogonal Pumps Source Based on a Reflective Semiconductor Optical Amplifier", *Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO 2003*.

Rogério N. Nogueira, António L. J. Teixeira, J. R. F. da Rocha and J. L. Pinto "Wide Tuning Range All-Fiber Self-Pumped Wavelength Converter", *4th Conference on Telecommunications, (CONFTELE 2003)*.

Jean C. Cardozo da Silva, Rosane Falate, Rogério N. Nogueira, Hypolito J. Kalinowski, José L. Fabris and João Lemos Pinto, "Production of Fiber Bragg Gratings in Phase Mask Interferometers", *4th Conference on Telecommunications, (CONFTELE 2003)*.

R. N. Nogueira, A. L. Teixeira, I. Abe, J. F. da Rocha and J. L. Pinto, "Self-Pumped Wide Range Wavelength Converter", *Proc. of 15th IEEE LEOS Annual Meeting (LEOS 02), 2002*.

I. Abe, M. W. Schiller, R. N. Nogueira, P. Lopes, O. Frazão, J. L. Santos, J. L. Pinto and H. J. Kalinowski, "Characterization of FBGs written in HiBi IEC fibre for multiparameter sensors", *Proc. of 15th IEEE LEOS Annual Meeting (LEOS 02), 2002*.

I. Abe, M. W. Schiller, R. Nogueira, P. Lopes, O. Frazão, J. L. Santos, J. L. Pinto and H. J. Kalinowski, "Simultaneous Measurement of Transverse Strain and Temperature using FBG Written in Hibi Fiber", *Symposium on Optical Fibre Measurement, 2002*.

R. N. Nogueira, I. Abe, H. J. Kalinowsky, J.L. Pinto, J. F. da Rocha, "Sistema Interferométrico Automatizado para Gravação de Redes de Bragg em Fibra Óptica", *Física 2002*.

I. Abe, R. Nogueira, M. W. Schiller, A. J. Fernandes, P. Lopes, O. Frazão, J. L. Santos, J. L. Pinto e H. J. Kalinowski "Análises de Deformação Transversal e Temperatura com Redes de Bragg em Fibras Ópticas de Alta Birrefringência", *Física 2002*.

Rogério Nogueira, Ilda Abe, Hypolito Kalinowski, J. Ferreira da Rocha, J. Lemos Pinto, "Precise Characterization of Fiber Bragg Gratings for Photonic Communications Systems" *Photonics Prague 2002*.

Ilda Abe, Rogério Nogueira, Bárbara W. Diesel, André S. Ehlkec, Juliane Tosin, Paulo S. André, João L. Pinto and Hypolito J. Kalinowski, "Analysis of Bragg grating written in high birefringence fibre optics" *Photonics Prague 2002*.

R. N. Nogueira, J. Pinto, A. N. Pinto, J. L. Pinto, J. R. F. Rocha "Optical Test Platform for High Bit Rate DWDM systems", *3rd Conference on Telecommunications, (CONFTELE 2001)*.

R. N. Nogueira, J. L. Pinto, J.F. Rocha, "Impairments of Optical Filtering in DWDM Networks", *The 5th World Multi-Conference on Systemics, Cybernetics and Informatics, 2001*.

R. N. Nogueira, A. Pinto, J. F. Rocha, J. L. Pinto, "Homodyne Crosstalk Optimization in Cascaded OADMs by Polarization Control", *3rd Conference on Telecommunications, (CONFTELE 2001)*.

Referências bibliográficas

- [Abe02] I. Abe, M. W. Schiller, R. N. Nogueira, P. Lopes, O. Frazão, J. L. Santos, J. L. Pinto e H. J. Kalinowski, "Characterization of FBGs written in HiBi IEC fibre for multiparameter sensors, *Proc. of 15th IEEE LEOS Annual Meeting (LEOS 02)*, vol. 1, pp. 173-174, 2002.
- [Abe03] I. Abe, H. Kalinowski, R. Nogueira, J. L. Pinto e O. Frazão, "Production and Characterisation of Bragg Gratings Written in High-Birefringence Fibre Optics", *IEE Proc.-Circuit Device Syst.*, vol. 150, pp. 495–500, 2003.
- [Abe04] I. Abe, "Redes de Bragg em fibras óticas de alta birrefringência: produção, caracterização e aplicações", *Tese de doutoramento*, Centro Federal de Educação Tecnológica do Paraná, 2004.
- [Agrawal01] G. Agrawal, "Nonlinear fiber optics", *Academic Press*, 2001.
- [Agrawal88] G. Agrawal, "Population pulsations and nondegenerate four-wave mixing in semiconductor lasers and amplifiers", *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 5, pp. 147-158, 1988.
- [Agrawal92] G. P. Agrawal, "Fiber-Optic Communication Systems", *Wiley-Interscience*, 1992.
- [Agrawal94] G. P. Agrawal e S. Radic, "Phase-shifted fiber Bragg gratings and their application for wavelength demultiplexing", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, no. 8, pp. 995-997, 1994.
- [Allan96] D. C. Allan, C. Smith, N. F. Borrelli e T. P. Seward, "193-nm excimer-laser-induced densification of fused silica", *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 1960-1962, 1996.
- [Anderson93] D. Z. Anderson, V. Mizrahi, T. Erdogan, e A. E. White, "Production of in-fiber gratings using a diffractive optical element", *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 6, pp. 566-568, 1993.
- [André02] P. S. André, "Componentes Optoelectrónicos para Redes Fotónicas de Alto Débito", *Tese de doutoramento*, Universidade de Aveiro, 2002.
- [Asseh97] A. Asseh, H. Storøy e B. E. Sahlgren, "A Writing Technique for Long Fiber Bragg Gratings with Complex Reflectivity Profiles", *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, no. 8, pp. 1419-1423, 1997.
- [Atkins92] R. M. Atkins e V. Mizrahi, "Observations of changes in UV absorption bands of singlemode germanosilicate core optical fibers on writing and thermally erasing refractive index gratings", *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 1743-1744, 1992.
- [Attygalle05] M. Attygalle, C. Lim, G. J. Pendock, A. Nirmalathas e G. Edvell, "Transmission Improvement in Fiber Wireless Links Using Fiber Bragg Gratings", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 1, pp. 190 – 192, 2005.
- [Azaña03a] J. Azaña, R. Slavik, P. Kockaert, L. R. Chen e S. LaRochelle, "Generation of customized ultrahigh repetition rate pulse sequences using superimposed fiber Bragg gratings", *J. Lightwave Technol.*, vol. 21, no. 6, pp. 1490 – 1498, 2003.
- [Azaña03b] J. Azaña, P. Kockaert, R. Slavik, L. R. Chen e S. LaRochelle, "Generation of a

- 100-GHz Optical Pulse Train by Pulse Repetition-Rate Multiplication Using Superimposed Fiber Bragg Gratings”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 3, pp.413-415, 2003.
- [Ball94] G. A. Ball e W. W. Morey, “Compression-tuned single-frequency Bragg grating fibre laser”, *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 1979–1981, 1994.
- [Balland94] G. A. Ball e W. W. Morey, “Compression-tuned single-frequency Bragg grating fiber laser”, *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 1979–1981, 1994.
- [Baskin03] L. M. Baskin, M. Sumetsky, P. S. Westbrook, P. I. Reyes e B. J. Eggleton, “Accurate characterization of fiber Bragg grating index modulation by side-diffraction technique”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 3, pp. 449 – 451, 2003.
- [Bazylenko98] M. V. Bazylenko, D. Moss e J. Canning, “Complex photosensitivity observed in germanosilica planar waveguides”, *Opt. Lett.*, vol. 23, pp. 697-699, 1998.
- [Bilodeau91] F. Bilodeau, K. O. Hill, B. Malo, D. Johnson e I. Skinner, “Efficient narrowband $LP_{01} \leftrightarrow LP_{02}$ mode convertors fabricated in photosensitive fibre: spectral response”, *Electron. Lett.*, vol. 27, pp. 682-684, 1991.
- [Bjorklund76] G. C. Bjorklund, L. F. Mollenauer e W. J. Tomlinson, “Distributed-feedback color center lasers in the 2.5-3.0-um region”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 29, no. 2, pp. 116-118, 1976.
- [Bogoni04] A. Bogoni, P. Ghelfi, M. Scaffardi, C. Porzi, F. Ponzini e L. Potì, “Full 160 Gbit/s Single-Channel OTDM System Experiment Including All-Optical Transmitter, 3R, and Receiver”, *30th European Conference on Optical Communication (ECOC 2004)*, We1.5.1, 2004.
- [Brennan03] J. F. Brennan, M. R. Matthews, W. V. Dower, D. J. Treadwell, W. Wang, J.; Porque e X. Fan; “Dispersion correction with a robust fiber grating cover the full c-band at 10-gb/s rates with <0.3-dB power penalties”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 12, pp. 1722 – 1724, 2003.
- [Broer91] M. M. Broer, R. L. Cone e J. R. Simpson “Ultraviolet-induced distributed-feedback gratings in Ce^{3+} -doped silica optical fibers”, *Opt. Lett.*, vol. 16, pp.1391-1393, 1991.
- [Brophy85] L. A. Weller-Brophy e D. G. Hall, “Analysis of waveguide gratings: application of Rouard’s method”, *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 2, no. 6, pp. 863-871, 1985.
- [Brophy87] L. A. Weller-Brophy e D. G. Hall, “Analysis of waveguide gratings: a comparison of the results of Rouard’s method and coupled-mode theory”, *J. Opt. Soc. Amer. A*, vol. 4, no. 1, pp. 60-65, 1987.
- [Bulow99] H. Bulow, “Limitation of optical first-order PMD compensation”, *Proc. Conference on Optical Fiber Communications (OFC’99)*, vol. 2, pp. 74 – 76, 1999.
- [Byron93] K. C. Byron, K. Sugden, T. Bircheno e I. Bennion, “Fabrication of chirped Bragg gratings in photosensitive fibre”, *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 18, pp. 1659-1661, 1993.
- [Byron95] K. C. Byron e H. N. Rourke, “Fabrication of chirped fibre gratings by novel stretch and write technique”, *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 1, pp. 60-61, 1995.

- [Campi00] D. Campi e C. Coriasso, "Wavelength Conversion Technologies", *Photonic Netw. Commun.*, vol. 2, no. 1, pp. 85-95, 2000.
- [Capmany03] J. Capmany, D. Pastor, B. Ortega e S. Sales, "State of the art and future trends of photonic processing techniques for RF filtering", *Proc. of 16th IEEE LEOS Annual Meeting (LEOS 03)*, vol. 2, pp. 780 – 781, 2003.
- [Carvalho04] L. Carvalho, M. A. Vaz, e J. A. Simões, "Mandible strains induced by conventional and novel dental implants", *J. Strain Anal. Eng. Des.* (in press), 2004.
- [Chen02] X. Chen, J. Mao, Y. Yin, X. Li, Z. Lin, J. Feng, S. Xie e C. Fan, "A novel simple measurement technique of equivalent chirp in the grating period of sampled Bragg grating", *Opt. Commun.*, vol. 201, pp. 5-9, 2002.
- [Chen98] L. R. Chen, D. J. F. Cooper e P. W. E. Smith, "Transmission filters with multiple flattened passbands based on chirped Moiré gratings," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, pp. 1283 – 1285, 1998.
- [Chen99] L. R. Chen, P. W. E. Smith e C. Martijn de Sterke, "Wavelength-encoding / time-spreading optical code-division multiple-access system with in-fiber chirped Moiré gratings," *Appl. Optics*, vol. 38, no. 21, pp. 4500 – 4508, 1999.
- [Chiang05] K. S. Chiang; P. L. Chu e Y. Liu, "Fiber-Bragg-Grating Force Sensor Based on a Wavelength-Switched Self-Seeded Fabry-Pérot Laser Diode"; *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 2, pp. 450-452, 2005.
- [Cho03] S. Cho; J. Park; B. Kim; M. Kang e D. Shin, "Simple wavelength selective optical add/drop filter for WDM systems", *The 5th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO/Pacific Rim 2003.*, vol. 1, p. 385, 2003.
- [Chow98] K. K. Chow, C. Shu, M. W. K. Mak e H. K. Tsang, "Widely Tunable Wavelength Converter Using a Double-Ring Fiber Laser With a Semiconductor Optical Amplifier", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, no. 10, pp. 1445–1447, 1998.
- [Chung89] F. R. K. Chung, J. A. Salehi e V. K. Wei "Optical Orthogonal Codes: Design, Analysis, and Applications" *IEEE Transactions on Information Theory*, vol. 35, no. 3, 1989.
- [Chung04] S. Chung; J. Kwon; S. Baek e B. Lee; "Group delay control of super-imposed fiber gratings using a two-column system mounted on a rotatable disk", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 1, pp. 153 – 155, 2004.
- [Chun-Liu04] Z. Chun-Liu, Y. Xiufeng, L. Chao, N. J. Hong, G. Xin, P. R. Chaudhuri e D. Xinyong, "Switchable multi-wavelength erbium-doped fiber lasers by using cascaded fiber Bragg gratings written in high birefringence fiber", *Opt. Commun.*, vol. 230, pp. 313–317, 2004.
- [Cole95] M. J. Cole, W. H. Loh, R. I. Laming, M. N. Zervas e S. Barcelos, "Moving fibre/phase mask-scanning technique for enhanced flexibility in producing fibre gratings with uniform phase mask", *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 17, pp. 1488-1490, 1995.
- [Contestabile98] G. Contestabile, F. Martelli, A. Mecozzi, L. Graziani, A. D'Ottavi, P. Spano, G. Guekos, R. Dall'Ara e J. Eckner, "Efficiency Flattening and Equalization of Frequency Up- and Down-Conversion Using Four-Wave Mixing in Semiconductor Optical Amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 10, pp. 1398–1400, 1998.

- [Corchia99] A. Corchia, C. Antonini, A. D'Ottavi, A. Mecozzi, F. Martelli, P. Spano, G. Guekos e R. Dall'Ara, "Mid-Span Spectral Inversion without Frequency Shift for Fiber Dispersion Compensation: A System Demonstration", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no. 2, pp. 275-277, 1999.
- [Cordier94] P. Cordier, J. C. Doukhan, E. Fertein, P. Bernage, P. Niay, J. F. Bayon e T. Georges, "TEM characterization of structural changes in glass associated to Bragg grating inscription in a germanosilicate optical fibre perform", *Opt. Commun.*, vol. 111, pp. 269-275, 1994.
- [Cordier97] P. Cordier, S. Dupont, M. Douay, G. Martinelli, P. Bernage, P. Niay, J. F. Bayon e L. Dong, "Evidence by transmission electron microscopy of densification associated to Bragg grating photoimprinting in germanosilicate optical fibers", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, pp. 1204-1206, 1997.
- [Curatu02] G. Curatu, S. LaRochelle, C. Paré e P. A. Bélanger, "Antisymmetric pulse generation using phase-shifted fibre Bragg grating", *Electron. Lett.*, vol. 38, no. 7, pp. 307-309, 2002.
- [Dabarsyah03] B. Dabarsyah, C. S. Goh, S. K. Khijwania, S. Y. Set, K. Katoh e K. Kikuchi, "Adjustable Dispersion-Compensation Devices With Wavelength Tunability Based on Enhanced Thermal Chirping of Fiber Bragg Gratings", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 3, pp. 416-418, 2003.
- [Das00] N. K. Das, Y. Yamayoshi and H. Kawaguchi, "Analysis of Basic Four-Wave Mixing Characteristics in a Semiconductor Optical Amplifier by the Finite-Difference Beam Propagation Method", *J. Quantum Electron.*, vol. 36, no. 10, pp. 1184-1192, 2000.
- [Das02] G. Das e J.W.Y. Lit, "L-band multiwavelength fiber laser using an elliptical fiber", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, pp. 606-608, 2002.
- [Dionísio03] R. P. Dionísio, M. J. Lima, J. R. F. Rocha, J. L. Pinto e A. J. Teixeira, "Comparison of fiber Bragg gratings simulation numerical methods", *Proc. of the 4th Conference on Telecommunications (CONFTELE 2003)*, pp. 87-90, 2003.
- [Dong04a] L. Dong e S. Fortier, "Formulation of time-domain algorithm for fiber Bragg grating simulation and reconstruction", *J. Quantum Electron.*, vol. 40, no. 8, pp. 1087 – 1098, 2004.
- [Dong04b] X. Dong; N. Q. Ngo, P. Shum, J. H. Ng; X. Yang; G. Ning e C. Lu; "Tunable compensation of first-order PMD using a high-birefringence linearly chirped fiber Bragg grating", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 3, pp. 846 – 848, 2004.
- [Dong95] L. Dong, J. L. Archambault, L. Reekie e P. St. J. Russell, "A study of UV photosensitivity in germanosilicate preforms and fibres", *IEE Symposium on Optical Fibre gratings and their applications*, 1995.
- [Dong97] L. Dong e W.F. Liu, "Thermal decay of fiber Bragg gratings of positive and negative index changes formed at 193 nm in a boron-codoped germanosilicate fiber", *Appl. Optics.*, vol. 36, pp.8222-8226, 1997.
- [Doucet02] S. Doucet, R. Slavik e S. LaRochelle, "High-finesse large band Fabry-Perot fibre filter with superimposed chirped Bragg gratings", *Electron. Lett.*, vol. 38 no. 9 pp.402-403, 2002.

- [Doyle03] A. Doyle, C. Juignet, Y. Painchaud, N. Chummun-Courbet, E. Pelletier e M. Guy, "FBG-based multichannel low dispersion WDM filters Optical Fiber", *Proc. Conference on Optical Fiber Communications (OFC 2003)*, vol.2, pp. 519–520, 2003.
- [Durhuus96] T. Durhuus, B. Mikkelsen, C. Joergesen, S. L. Danielsen e K. E. Stubkjaer, "All optical wavelength conversion by semiconductor optical amplifiers", *J. Lightwave Technol.*, vol. 14, no. 6, pp. 942-953, 1996.
- [Durkin97] M. Durkin, M. Ibsen, M. J. Cole e R. I. Laming, "1 m long continuously-written fiber Bragg gratings for combined second- and third-order dispersion compensation", *Electron. Lett.*, vol. 33, no. 22, pp. 1891–1893, 1997.
- [Duval92] Y. Duval, R. Kashyap, S. Fleming e F. Ouellete, "Correlation between ultraviolet-induced refractive index change and photoluminescence in Ge-doped fiber", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61, pp. 2955-2957, 1992.
- [Dyer95] P. E. Dyer, R. J. Farley e R. Giedl, "Analysis of grating formation with excimer laser irradiated phase masks", *Opt. Commun.*, vol. 115, pp. 327, 1995.
- [Dyer96] P. E. Dyer, R. J. Farley e R. Giedl, "Analysis and application of a 0/1 order Talbot interferometer for 193 nm laser grating formation", *Opt. Commun.*, vol. 129, pp. 98-108, 1996.
- [Eggleton00] B. J. Eggleton, B. Mikkelsen, G. Raybon, A. Ahuja, J. A. Rogers, P. S. Westbrook, T. N. Nielsen, S. Stulz e K. Dreyer, "Tunable Dispersion Compensation in a 160-Gb/s TDM System by a Voltage Controlled Chirped Fiber Bragg Grating", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 8, pp. 1022-1024, 2000.
- [Eggleton94] B. J. Eggleton, P. A. Krug, L. Poladian e F. Ouellette, "Long period superstructure Bragg gratings in optical fibres", *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 19, pp. 1620-1622, 1994.
- [Eickhoff81] W. Eickhoff e R. Ulrich, "Optical frequency domain reflectometry in single-mode fiber", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 39, pp. 693-695, 1981.
- [Ennser98a] K. Ennser, R. I. Laming e M. N. Zervas "Analysis of 40 Gb/s TDM-Transmission over Embedded Standard Fiber Employing Chirped Fiber Grating Dispersion Compensators", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 5, pp. 1476-1478, 1998.
- [Ennser98b] K. Ennser, M. N. Zervas e R. I. Laming, "Optimization of apodized linearly chirped fiber gratings for optical communications", *J. Quantum Electron.*, vol. 34, pp. 770-778, 1998.
- [Erdogan96] T. Erdogan e J. E. Sipe, "Tilted fiber phase gratings", *J. Opt. Soc. Amer. A*, vol. 13, pp. 296-313, 1996.
- [Erdogan97] T. Erdogan, "Fiber Grating Spectra", *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, no. 8, pp. 1277-1294, 1997.
- [Feced99] R. Feced, M. N. Zervas e M. A. Muriel, "An Efficient Inverse Scattering Algorithm for the Design of Nonuniform Fiber Bragg Gratings", *J. Quantum Electron.*, vol.35, no. 8, pp. 1105-1115, 1999.
- [Fermann95] M. E. Fermann, K. Sugden e I. Bennion, "High-power soliton fiber laser based on pulse width control with chirped fiber Bragg gratings," *Opt. Lett.*, vol. 20, pp.

- 172–174, 1995.
- [Fiori86a] C. Fiori e R. A. B. Devine, "Evidence for a wide continuum of polymorphs in α - SiO_2 ", *Phys. Rev. B*, vol. 33, pp. 2972-2974, 1986.
- [Fiori86b] C. Fiori, e R. A. B. Devine, "Ultraviolet irradiation induced compactation and photoetching in amorphous thermal SiO_2 ", *Materials Research Society Symposium Proceedings*, vol. 61, pp. 187-195, 1986.
- [Floreani02] F. Floreani, A. Gillooly, D. Zhao, L. Zhang, I. Bennion, "Investigation of intrinsically apodised Chirped fibre Bragg gratings fabricated using scanning holographic set-up", *Opt. Lett.*, p. 80-85, 2002.
- [Fonjallaz95] P. Y. Fonjallaz, H. G. Limberger, R. P. Salathé, F. Cochet e B. Leuemberger, "Tension increase correlated to refractive-index change in fibers containing UV-written Bragg gratings", *Opt. Lett.*, vol. 20, pp. 1346-1348, 1995.
- [Frazão02] O. Frazão, R. Romero, G. Rego, P. Marques, H. Salgado e J. L. Santos, "Sampled fibre Bragg grating sensors for simultaneous strain and temperature measurement", *Electron. Lett.*, vol. 38, no. 14, pp.693-695, 2002.
- [Froggatt02] M. Froggatt, E. Moore e W. Wolfe, "Interferometric measurement of dispersion in optical components", *Proc. Conference on Optical Fiber Communications (OFC 2002) WK1*, pp. 252-253, 2002.
- [Garrett98] L. D. Garrett, A. H. Gnauck, Forghieri e D. Scarano, "8 x 20 Gb/s-315 km-480 km WDM transmission over conventional fiber using multiple broad-band fiber gratings", *Proc. Conference on Optical Fiber Communications (OFC'98)*, Post-Deadline paper, PD18 pp. 1-4, 1998.
- [Gauden03] D. Gauden, E. Goyat, A. Mugnier, P. Lesueur, P. Yvernault e D. Pureur, "A tunable four-channel fiber Bragg grating dispersion compensator", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 10, pp. 1387 – 1388, 2003.
- [Giles97] C. R. Giles, "Lightwave Applications of Fiber Bragg Gratings", *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, no. 8, pp. 1391 – 1404, 1997.
- [Girardin97] F. Girardin, J. Eckner, G. Guekos, R. Dall'Ara, A. Mecozzi, A. D'Ottavi, F. Martelli, S. Scotti e P. Spano, "Low-Noise and Very High-Efficiency Four-Wave Mixing in 1.5-mm-Long Semiconductor Optical Amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, no. 6, pp. 746–748, 1997.
- [Glance92] B. Glance, J. M. Wiesenfeld, U. Koren, A. H. Gnauck, H. M. Presby e A. Jourdan, "High Performance optical wavelength shifter", *Electron. Lett.*, vol. 28, no. 18, pp. 1714-1715, 1992.
- [Glass00] A. M. Glass, D. J. DiGiovanni, T. A. Strasser, A. J. Stenz, R. E. Slusher, A. E. White, A. R. Kortan e B. J. Eggleton, "Advances in fiber optics", *Bell Labs Tech. J.*, pp. 168-187, 2000.
- [Gloag96] A. J. Gloag, N. Langford, I. Bennion e L. Zhang, "Single-frequency travelling-wave erbium doped fibre laser incorporating a fibre Bragg grating", *Opt. Commun.*, vol. 123, pp. 553-557, 1996.
- [Goh02] C. S. Goh, S. Y. Set, K. Taira, S. K. Khijwania e K. Kikuchi, "Nonlinearly strain-chirped fiber Bragg grating with an adjustable dispersion slope", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, pp. 663–656, 2002.

- [Goh03] C. S. Goh, M. R. Mokhtar, S. A. Butler, S. Y. Set, Kazuro Kikuchi e M. Ibsen, "Wavelength Tuning of Fiber Bragg Gratings Over 90 nm Using a Simple Tuning Package", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 4, pp. 557-559, 2003.
- [Gradyon96] O. Gradyon, W. H. Ioh, R. I. Laming e L. Dong, "Triple-frequency operation of an Er-doped twincore fiber loop laser", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, pp. 63-65, 1996.
- [Greco99] C. M. Greco, F. Martelli, A. D'Ottavi, A. Mecozzi, P. Spano e R. Dall'Ara, "Frequency-Conversion Efficiency Independent of Signal-Polarization and Conversion-Interval Using Four-Wave Mixing in Semiconductor Optical Amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no. 6, pp. 656-658, 1999.
- [Grubsky99] V. Grubsky, A. Skorucak, D. S. Starodubov e J. Feinberg, "Fabrication of Long-Period Fiber Gratings with no Harmonics", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no. 1, pp.87-89, 1999.
- [Gruhlke84] R. W. Gruhlke e D. G. Hall, "Comparison of two approaches to the waveguide scattering problem: TM polarization", *Appl. Optics.*, vol. 23, pp. 127-132, 1984.
- [Guan00] B. Guan, H. Tam, X. Tao e X. Dong, "Simultaneous Strain and Temperature Measurement Using a Superstructure Fiber Bragg Grating", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 6, pp. 675-677, 2000.
- [Guan03] B. Guan; S. Liu; H. Tam e P. K. A. Wai, "Erbium-doped fiber Bragg grating based all-optical switch", *The 5th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO/Pacific Rim 2003*, vol. 2, p. 626, 2003.
- [Guan04] B. Guan, H. Tam e S. Liu, "Temperature-Independent Fiber Bragg Grating Tilt Sensor", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 1, pp. 224-226, 2004.
- [Gupta03] G. C. Gupta, L. L. Wang, O. Mizuhara, R. E. Tench, N. N. Dang, P. Tabaddor e A. Judy, "3.2-Tb/s (40 ch /spl times/ 80 Gb/s) transmission with spectral efficiency of 0.8 b/s/Hz over 21 /spl times/ 100 km of dispersion-managed high local dispersion fiber using all-Raman amplified spans"; *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Volume: 15, no. 7, pp. 996-998, 2003.
- [Guy97] M. Guy, J. Lauzon, M. Pelletier, P. Ehbets e D. Asselin, "Simple and flexible technique for spectrally designing allfibre filter and apodizing fibre gratings", *Proc. European Conference on Optical Communication (ECOC 2004)* vol. 448, pp. 195-198, 1997.
- [Hand90] D. P. Hand e P. St. J. Russel, "Photoinduced refractive-index changes in germanosilicate fibers", *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 3069-3071, 1990.
- [Haus76] H. A. Haus e C. V. Shank, "Anti-symmetric type of distributed feedback lasers", *J. Quantum Electron.*, vol. 12, pp. 532-539, 1976.
- [Hecht87] E. Hecht, "Óptica", *Fundação Calouste Gulbenkian*, 1991.
- [Hill00] K. O. Hill, "Photosensitivity in Optical Fiber Waveguides: From Discovery to Commercialization", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 6, no. 6, pp. 1186-1189, 2000.
- [Hill74] K. O. Hill, "Aperiodic distributed-parameter waveguides for integrated optics",

- Appl. Phys. Lett.*, vol. 32, pp. 647-649, 1974.
- [Hill78a] K. O. Hill, D. C. Johnson, B. S. Kawasaki e R. I. MacDonald, "CW three-wave mixing in single mode optical fibers", *J. Appl. Phys.*, vol. 49, pp 5098-5106, 1978.
- [Hill78b] K. O. Hill, Y. Fufii, D. C. Johnson e B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 32, pp. 647-649, 1978.
- [Hill90] K. O. Hill, B. Malo, K. A. Vineberg, F. Bilodeau, D. Johnson e I. Skinner, "Efficient mode conversion in telecommunication fibre using externally written gratings", *Electron. Lett.*, vol. 26, pp. 1270-1272, 1990.
- [Hill91a] K. O. Hill, "Photosensitivity in $\text{Eu}^{2+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ doped core fiber: preliminary results and applications to mode converters", *Proc. Conference on Optical Fiber Communications (OFC'91)*, vol. 14, pp. 14-17, 1991.
- [Hill91b] K. O. Hill, F. Bilodeau, B. Malo e D. Johnson, "Birefringent photosensitivity in monomode optical fibre: application to external writing of rocking filters", *Electron. Lett.*, vol. 27, pp. 1548-1550, 1991.
- [Hill93a] K.O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau e D. C. Johnson, "Photosensitivity in optical fibers", *Annu. Rev. Mater. Sci.*, vol. 23, pp. 125-157, 1993.
- [Hill93b] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson e J. Albert, "Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, no. 10, pp. 1035-1037, 1993.
- [Huang94] K. Huang e G. Carter, "Coherent Optical Frequency Domain Reflectometry (OFDR) Using a Fiber Grating External Cavity Laser", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, no. 12, pp. 1466-1469, 1994.
- [Huber91] D. R. Huber, "1.5 μm narrow bandwidth in-fiber gratings", *Proc. of IEEE LEOS Annual Meeting (LEOS' 91)*, Paper OE3.1, 1991.
- [Iadicco04] A. Iadicco, A. Cusano, A. Cutolo, R. Bernini e M. Giordano, "Thinned fiber Bragg gratings as high sensitivity refractive index sensor", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 4, pp. 1149 – 1151, 2004.
- [Ibsen00a] M. Ibsen, R. Feced, P. Petropoulos e M. Zervas, "99.9% Reflectivity Dispersionless Square-filter Fibre Bragg Gratings for High Speed DWDM Networks", *Proc. of Conference on Optical Fiber Communications (OFC 2000)*, PD21-1, pp-230-232, 2000.
- [Ibsen00b] M. Ibsen, R. Feced, M. N. Zervas e P. Petropoulos, "High Reflectivity Linear-Phase Fibre Bragg Gratings for Dispersion-Free Filtering in DWDM Systems", *Proc. of Fifth Optoelectronics and Communications Conference (OECC 2000)*, PD2-1, pp. 16-17, 2000.
- [Ibsen00c] M. Ibsen, M. K. Durkin, M. N. Zervas, A. B. Grudinin e R. I. Laming, "Custom Design of Long Chirped Bragg Gratings: Application to Gain-Flattening Filter with Incorporated Dispersion Compensation", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 5, pp. 498-500, 2000.
- [Ibsen98] M. Ibsen, M. K. Durkin, M. J. Cole e R. I. Laming, "Sinc-Sampled Fiber Bragg Gratings for Identical Multiple Wavelength Operation" *IEEE Photon. Technol.*

- Let.*, vol. 10, no. 6, pp. 842-844, 1998.
- [Imlail04] T. Imlail, C. P. Liu e A. J. Seeds, "Uncooled directly modulated high dynamic range source for IEEE802.11a wireless over fibre LAN applications", *Proc. of Conference on Optical Fiber Communications (OFC 2004)*, FE3., 2004.
- [Inaba00] H. Inaba, Y. Akimoto, K. Tamura, E. Yoshida, T. Komukai e M. Nakazawa, "Experimental observation of mode behavior in erbium-doped optical fiber ring laser", *Opt. Commun.*, vol. 180, pp. 121-125, 2000.
- [Inoue92] K. Inoue, "Four-Wave Mixing in an Optical Fiber in the Zero-Dispersion Wavelength Region", *J. Lightwave Technol.*, vol. 10, no. 11, pp. 1553-1561, 1992.
- [Inui02] T. Inui, T. Komukai, M. Nakazawa, K. Suzuki, K. R. Tamura, K. Uchiyama e T. Morioka, "Adaptive Dispersion Slope Equalizer Using a Nonlinearly Chirped Fiber Bragg Grating Pair With a Novel Dispersion Detection Technique", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, no. 4, pp. 549-551, 2002.
- [Iocco99] A. Iocco, H. G. Limberger, R. P. Salathe, L. A. Everall, K. E. Chisholm, J. A. R. Williams e I. Bennion, "Bragg grating fast tunable filter for wavelength division multiplexing", *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, pp. 1217-1221, 1999.
- [Ito04] T. Ito, "Transmission of 1.6Tb/s (40 x 40Gb/s) over 1,200km and three OADMs using 200-km SMF doubled-span with remotely pumped optical amplification", *Proc. of Conference on Optical Fiber Communications (OFC 2004)*, vol. 2, pp. 83-85, 2004.
- [Jayaraman92] V. Jayaraman, D. A. Cohen e L. A. Coldren, "Demonstration of a broadband tunability of a semiconductor laser using sampled gratings", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 31, no. 1, pp.37-38, 1992.
- [Jensen02] J. B. Jensen, N. Plougmann, H. Deyerl e M. Kristensen, "Polarization controlled UV writing of Bragg gratings", *Proc. of Conference on Optical Fiber Communications (OFC 2002)*, TuQ4, pp. 111-113, 2002.
- [Johnson92] D. Johnson, F. Bilodeau, B. Malo, K. O. Hill, P. G. J. Wigley e G. I. Stegeman, "Long-length, long-period rocking filters fabricated from conventional monomode telecommunications optical fiber", *Opt. Lett.*, vol. 17, pp. 1635-1637, 1992.
- [Kapron70] F. P. Kapron e D. B. Keck, "Radiation loss in glass optical waveguide", *Appl. Phys. Lett.*, vol.17, pp. 423-425, 1970.
- [Karlsson98] [M. Karlsson, "Four-wave mixing in fibers with randomly varying zero-dispersion wavelength", *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 15, no. 8, pp. 2269-2275, 1998.
- [Kashyap93] R. Kashyap, R. Wyatt e R. J. Campbell, "Wideband gain flattened erbium fiber amplifier using a photosensitive fiber blazed grating", *Electron. Lett.*, vol. 29, pp. 154-156, 1993.
- [Kashyap96] R. Kashyap, A. Ellis, D. Malyon, H-G. Froehlich, A. Swanton e D. J. Armes, "Eight wavelength x 10Gb/s simultaneous dispersion compensation over 100 km singlemode fibre using a single 10 nm bandwidth, 1.3 metre long, super-step-chirped fibre Bragg grating a continuous delay of 13.5 ns", *Proc. of 22th European Conference on Optical Communication (ECOC'97)*, PDL, pp. 15-19, 1996.

- [Kashyap98a] R. Kashyap, "Assessment of tuning the wavelength of chirped and unchirped fibre Bragg grating with single phase-mask", *Electron. Lett.*, vol. 34, no. 21, pp. 2025-2027, 1998.
- [Kashyap98b] R. Kashyap e M. Lacerda-Rocha, "On the group delay of chirped fibre Bragg gratings", *Opt. Commun.*, vol. 153, pp. 19-22, 1998.
- [Kashyap99] R. Kashyap, "Fiber Bragg gratings", *Academic Press*, 1999.
- [Kaszubowska04] A. Kaszubowska, P. Anandarajah e L. P. Barry, "Multifunctional operation of a fiber Bragg grating in a WDM/SCM radio over fiber distribution system", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 2, pp. 605 – 607, 2004.
- [Kawanishi02] T. Kawanishi, S. Oikawa, K. Higuma e M. Izutsu, "Electrically tunable delay line using an optical single-side-band modulator", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, no. 10, pp. 1454 – 1456, 2002.
- [Kelly98] A.E. Kelly, A.D. Ellis, D. Nasset, R. Kashyap, D.G. Moodie, "100 Gbit/s wavelength conversion using FWM in an MQW semiconductor optical amplifier", *Electron. Lett.* vol. 34, no. 20, pp. 1955-1956, 1998.
- [Kersey89] A. D. Kersey e A. Dandridge, "Applications of fiber-optic sensors", *Proc. of the 39th Electronic Components Conference*, pp. 472 - 478, 1989.
- [Kersey92] A. D. Kersey e T. A. Berkoff, "Fiber-optic Bragg-grating differential-temperature sensor" *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, no. 10, pp. 1183 – 1185, 1992.
- [Khijwania03] S.. K. Khijwania, C. S. Goh, S. Y. Set, K. Kikuchi, "A novel tunable dispersion slope compensator based on nonlinearly thermally chirped fiber Bragg grating", *Opt. Commun.*, vol. 227, pp. 107–113, 2003.
- [Kieckbusch03] S. Kieckbusch, C. Knothe e E. Brinkmeyer, "Fast and accurate characterization of fiber Bragg gratings with high spatial and spectral resolution", *Proc. Conference on Optical Fiber Communications (OFC 2003)*, vol.1, WL2, pp. 379- 381, 2003.
- [Kim00] S. Kim, K. Yu e N. Park, "A New Family of Space/Wavelength/Time Spread Three-Dimensional Optical Code for OCDMA Networks", *J. Lightwave Technol.*, vol. 18, no. 4, pp. 502-511, 2000.
- [Kitayama00] K. Kitayama, A. Stöhr, T. Kuri, R. Heinzelmann, D. Jäger e Y. Takahashi, "An Approach to Single Optical Component Antenna Base Stations for Broad-Band Millimeter-Wave Fiber-Radio Access Systems, " *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 48, pp. 2588-2594, 2000.
- [Kitayama98] K. Kitayama, "Highly spectrum efficient OFDM/PDM wireless networks by using optical SSB modulation", *J. Lightwave Technol.*, vol. 16, pp. 969-976, 1998.
- [Kogelnik69] H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram gratings", *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 48, pp. 2909-2947, 1969.
- [Kogelnik76] H. Kogelnik, "Filter response of nonuniform almost-periodic structures", *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 55, pp. 109-126, 1976.

- [Kroh04] M. Kroh, C. M. Weinert, C. Schmidt-Langhorst, C. Schubert, J. Berger, C. Boerner, R. Ludwig e H. G. Weber, "Semiconductor Mode-Locked Laser Pulse Source for 320 and 640 Gb/s RZ Data Transmitter", *30th European Conference on Optical Communication (ECOC 2004)*, We3.5.7, 2004.
- [Ky03] N. H. Ky, H. G. Limberger, R. P. Salath, F. Cochet e L. Dong, "UV-irradiation induced stress and index changes during the growth of type-I and type-IIA fiber gratings", *Opt. Commun.*, vol. 225, pp. 313–318, 2003.
- [Lacey98] J. P. R. Lacey, M. A. Summerfield e S. J. Madden, "Tunability of polarization-insensitive wavelength converters based on four-wave mixing in semiconductor optical amplifiers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 16, no. 12, pp. 2419–2427, 1998.
- [Lam81] D. K. W. Lam e B. K. Garside, "Characterisation of single- mode optical fiber filters", *Appl. Optics*, vol. 20, pp. 440-456, 1981.
- [Laming97] R. I. Laming, M. Ibsen, M. Durkin, M. J. Cole, M. N. Zervas, K. E. Ennser e V. Gusmeroli, "Dispersion compensation gratings", *Proc. of Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Fibers and waveguides: Applications and Fundamentals*, vol. 17, Paper BTuA7, pp.271-273, 1997.
- [Lauzon94] J. Lauzon, S. Thibault, J. Martin e F. Ouellettet, "Implementation and characterization of fiber Bragg gratings linearly chirped by a temperature gradient", *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 23, pp. 2027-2029, 1994.
- [Lee02a] S. Lee e S. Seo, "New Construction of Multiwavelength Optical Orthogonal Codes", *IEEE Trans. Commun.*, vol. 50, no. 12, 2002.
- [Lee02b] J. H. Lee, P. C. Teh, P. Petropoulos, M. Ibsen e D. J. Richardson, "A Grating-Based OCDMA Coding–Decoding System Incorporating a Nonlinear Optical Loop Mirror for Improved Code Recognition and Noise Reduction", *J. Lightwave Technol.*, vol. 20, no. 1, pp. 36-46, 2002.
- [Lee03] H. Lee e G. P. Agrawal, "Nonlinear switching of optical pulses in fiber Bragg gratings", *J. Quantum Electron.*, vol. 39, no. 3, pp. 508 – 515, 2003.
- [Lee05] J. H. Lee, Y. M. Chang, Y. Han, S. Kim, H. Chung e S. B. Lee, "Wavelength and Repetition Rate Tunable Optical Pulse Source Using a Chirped Fiber Bragg Grating and a Nonlinear Optical Loop Mirror", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 1, pp. 34 – 36, 2005.
- [Lee98] Y. Lee, "Dispersion-compensation device with waveguide grating routers," *Opt. Rev.*, vol. 5, no. 4, pp. 226–233, 1998.
- [Lee99] S. Lee, R. Khosravani, J. Peng, V. Grubsky, D. Starodubov, A. Willner e J. Feinberg, "Adjustable Compensation of Polarization Mode Dispersion Using a High-Birefringence Nonlinearly Chirped Fiber Bragg Grating", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, pp. 1277-1279, 1999.
- [Lemaire93] P. J. Lemaire, R. M Atkins, V. Mizrahi, W. A. Reed "High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO₂ doped optical fibres", *Electron. Lett.*, vol. 29, pp. 1191-1193, 1993.
- [Lemaire94] P. J. Lemaire, "High pressure hydrogen sensitization of fibers for enhanced photosensitivity", *Proc. of IEEE LEOS Annual Meeting (LEOS '94)*, vol. 2, p. 124, 1994.

- [Lenz98] G. Lenz, B. J. Eggleton, C. K. Madsen, C. R. Giles e G. Nykolak, "Optimal Dispersion of Optical Filters for WDM Systems", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 4, pp. 567-569, 1998.
- [Lima03] M. J. Lima, "Optimização de Sistemas de Comunicação Baseados na Tecnologia WDM", Tese de doutoramento, Universidade de Aveiro, 2003.
- [Lin04] W. P. Lin, W. R. Peng e S. Chi, "A robust architecture for WDM radio-over-fiber access networks", *Conference on Optical Fiber Communications (OFC 2004)*, FG3., 2004.
- [Liou97] C. L. Liou, L. A. Wang, M. C. Shih, T. J. Chuang, "Characteristics of hydrogenated fiber Bragg gratings", *Appl. Phys. A-Mater. Sci. Process.*, vol. 64, pp.191-197, 1997.
- [Litchinitser97] N. M. Litchinitser, B. J. Eggleton e D. B. Patterson, "Fiber Bragg gratings for dispersion compensation in transmission: Theoretical model and design criteria for nearly ideal pulse compression," *J. Lightwave Technol.*, vol. 14, pp. 1303-1313, 1997.
- [Liu02] Y. Liu, J. A. R. Williams, L. Zhang e I. Bennion, "Abnormal spectral evolution of fiber Bragg gratings in hydrogenated fibers", *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 8, 2002.
- [Liu04a] H. B. Liu, H. Y. Liu, G. D. Peng e P. L. Chu, "Novel growth behaviors of fiber Bragg gratings in polymer optical fiber under UV irradiation with low power", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 1, pp. 159 – 161, 2004.
- [Liu04b] J. Liu; J. Yao; J. Yao e T. H. Yeap; "Single-longitudinal-mode multiwavelength fiber ring laser", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 4, pp. 1020 – 1022, 2004.
- [Liu05] Y. Liu; K. S. Chiang e P. L. Chu, "Fiber-Bragg-Grating Force Sensor Based on a Wavelength-Switched Self-Seeded Fabry-Pérot Laser Diode", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 2, pp. 450-452, 2005.
- [Liu97] W. F. Liu, L. Dong, L. Reekie e D. N. Payne, "Complex decay behaviour of fiber Bragg gratings: further evidence of three-energy-level system of photosensitivity in germanium-doped optical fibers", *Conference on Optical Fiber Communications (OFC'97)*, ThJ7, 1997.
- [Lo03] Y. Lo e C. Kuo, "Packaging a fiber Bragg grating with metal coating for an athermal design"; *J. Lightwave Technol.*, vol. 21, no. 5, pp. 1377 – 1383, 2003.
- [Loh95] W. H. Loh, M. J. Cole, M. N. Zervas, S. Barcelos e R. I. Laming, "Complex grating structures with uniform phase masks based on the moving fiber-scanning beam technique", *Opt. Lett.*, vol. 20, pp. 2051-2053, 1995.
- [Loh96] W. H. Loh, R. I. Laming, N. Robinson, A. Cavaciuti, Vaninetti, C. J. Anderson, M. N. Zervas e M. J. Cole, "Dispersion compensation over distances in excess of 500 km for 10 Gb/s systems using chirped fibre gratings", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, p. 944, 1996.
- [Lu00] L. Lu, Y. Dong, H. Wang, W. Cai e S. Xie, "Bit-Error-Rate Performance Dependence on Pump and Signal Powers of the Wavelength Converter Based on FWM in Semiconductor Optical Amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 7, pp. 855–857, 2000.

- [Ludwig96] R. Ludwig, W. Pieper, R. Schnabel, S. Diez e H. G. Weber, "Four Wave Mixing in Semiconductor Laser" *Fiber Integrated Opt.*, vol. 15, pp. 211-223, 1996.
- [Malitson65] I. H. Malitson, "Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica", *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 55, no.10, pp. 1205-1209, 1965.
- [Malo93] B. Malo, D. C. Johnson, F. Bilodeau, J. Albert e K. O. Hill, "Single-excimer-pulse writing of fiber gratings by use of a zero-order nulled phase mask: grating spectral response and visualization of index perturbations", *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 15, pp.1277, 1993.
- [Martelli04] C. Martelli, J. C. C. Silva, P. J. D. Novaes e H. J. Kalinowski, "Sistema de leitura de redes de Bragg para medidas estáticas e dinâmicas", *Revista de Física Aplicada e Instrumentação*, vol. 17, pp. 22-29, 2004.
- [Martelli97] F. Martelli, A. D'Ottavi, L. Graziani, A. Mecozzi, P. Spano, G. Guekos, J. Eckner, e R. Dall'Ara, "Pump-Wavelength Dependence of FWM Performance in Semiconductor Optical Amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, no. 6, pp. 743-745, 1997.
- [Martin94] J. Martin e F. Ouellette, "Novel writing technique of long and highly reflective in-fibre gratings", *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 10, pp. 811-812, 1994.
- [Masuda04] Y. Masuda, M. Nakamura, C. Komatsu, K. Fujita, M. Yamauchi, M. Kimura, Y. Mizutani, S. Kimura, Y. Suzuki, T. Yokouchi, K. Nakagawa e S. Ejima, "Wavelength evolution of fiber Bragg gratings fabricated from hydrogen-loaded optical fiber during annealing", *J. Lightwave Technol.*, vol. 22, no. 3, pp. 934 - 941, 2004.
- [Matsuhara74] M. Matsuhara e K. O. Hill, "Optical-waveguide band-rejection filters: design", *Appl. Optics.*, vol. 13, pp.2886-2888, 1974.
- [McGeehan03] J. E. McGeehan, M. C. Hauer, A. B. Sahin e A. E. Willner, "Multiwavelength-channel header recognition for reconfigurable WDM networks using optical correlators based on sampled fiber Bragg gratings", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 10, pp. 1464 - 1466, 2003.
- [Mecozzi95] A. Mecozzi, S. Scotti, A. D'Ottavi, E. Iannone e P. Spano, "Four-wave mixing in traveling-wave semiconductor amplifiers", *J. Quantum Electron.*, vol. 31, no. 4, pp. 689-699, 1995.
- [Melloni00] A. Melloni, M. Chinello e M. Martinelli, "All-Optical Switching in Phase-Shifted Fiber Bragg Grating", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 1, pp. 42-44, 2000.
- [Meltz89] G. Meltz, W. W. Morey e W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method", *Opt. Lett.*, vol. 14, pp. 823-825, 1989.
- [Mendes03] S. Mendes, F. Couto, M. J.N. Lima, A. L. J. Teixeira e P. S. André, "Web based FBG reflection spectrum and dispersion measurement", *Proc Conf. on Telecommunications (Conftele 2003)*, pp. 189-197, 2003.
- [Mendez04] A. J. Mendez, R. M. Gagliardi, V. J. Hernandez, C. V. Bennett, W. J. Lennon, "High-Performance Optical CDMA System Based on 2-D Optical Orthogonal Codes", *J. Lightwave Technol.*, vol. 22 ,no. 11 , pp. 2409 - 2419, 2004.

- [Miniscalco91] W. J. Miniscalco, "Erbium doped glasses for fiber amplifiers at 1500 nm", *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, no. 2, pp. 234-250, 1991.
- [Mizrahi92] V. Mizrahi e R.M. Atkins, "Constant fluorescence during phase grating formation and defect band bleaching in optical fibres under 5.1 eV laser exposure", *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 2210-2211, 1992.
- [Mizrahi93] V. Mizrahi e J. E. Sipe, "Optical properties of photosensitive fiber phase gratings", *J. Lightwave Technol.*, vol. 11, no. 10, pp.1513-1517, 1993.
- [Mohammad04] N. Mohammad, W. Szyszkowski, W.J.Zhang, E. I. Haddad, J. Zou, W. Jamroz e R. Kruzelecky, "Analysis and development of a tunable fiber Bragg grating filter based on axial tension/compression", *J. Lightwave Technol.*, vol. 22, no. 8, pp. 2001–2013, 2004.
- [Mokhtar03] M. R. Mokhtar, C. S. Goh, S. A. Butler, S. Y. Set, K. Kikuchi, D. J. Richardson e M. Ibsen, "Fibre Bragg grating compression-tuned over 110nm", *Electron. Lett.*, vol. 39, no. 6, pp. 509- 511, 2003.
- [Mora00] J. Mora, A. Díez, J. L. Cruz e M. V. Andrés, "A Magnetostrictive Sensor Interrogated by Fiber Gratings for DC-Current and Temperature Discrimination", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 12, pp. 1680-1682, 2000.
- [Mora02] J. Mora, B. Ortega, M. V. Andrés, J. Capmany, D. Pastor, J. L. Cruz e S. Sales, "Tunable chirped Bragg grating device controlled by variable magnetic fields", *Electron. Lett.*, vol. 38, no. 3, pp. 118-119, 2002.
- [Mora04] J. Mora, A. Diez, M. V. Andres, P. Fonjallaz e M. Popov, "Tunable dispersion compensator based on a fiber Bragg grating written in a tapered fiber", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 12, pp. 2631 - 2633, 2004.
- [Morgan98] T. J. Morgan, J. P. R. Lacey e Rodney Tucker, "Widely tunable four-wave mixing in Semiconductor Optical Amplifiers with constant efficiency", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 10, pp. 1401–1403, 1998.
- [Narasimha00] A. Narasimha, X. Meng, M. Wu e E. Yablonovitch, "Tandem single sideband modulation scheme for doubling spectral efficiency of analogue fibre links", *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 1135-1136, 2000.
- [Ngo03] N. Q. Ngo, S. Y. Li, R. T. Zheng, S. C. Tjin e P. Shum, "Electrically tunable dispersion compensator with fixed center wavelength using fiber Bragg grating", *J. Lightwave Technol.*, vol. 21, no. 6, pp. 1568 – 1575, 2003.
- [Nogueira03] R. Nogueira, A. L. Teixeira, P. André, I. Abe, H. Kalinowsky, J. Ferreira Rocha e J. Lemos Pinto, "All-fiber self-pumped broad band orthogonal pumps wavelength converter", *10th International Conference on Telecommunications, (ICT 2003)*, vol. 1, pp. 646 – 649, 2003.
- [Ohn97] M. M. Ohn, S. Y. Huang, S. Sandgren, R. Measures e T. Alavie, "Measurement of fiber grating properties using an interferometric and Fourier-transform-based technique", *Conference on Optical Fiber Communications (OFC'97)*, WJ2, 1997.
- [Okoshi92] C. Shi e T. Okoshi, "Mode conversion based on the periodic coupling by a reflective fiber grating", *Opt. Lett.*, vol. 17, no. 23, pp. 1655-1657, 1992.

- [Ostrowski62] A. Ostrowski, "Lições de Cálculo Diferencial e Integral", *Fundação Calouste Gulbenkian*, 1987.
- [Othonos95] A. Othonos e X. Lee, "Novel and improved methods of writing Bragg gratings with phase-masks", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, pp.1193-1195, 1995.
- [Othonos99] A. Othonos, K. Kalli, "Fiber Bragg gratings", *Artech House*, 1999.
- [Ottavi95] A. D'Ottavi, E. Iannone, A. Mecozzi, S. Scotti, P. Spano, R. Dall'Ara, J. Eckner e G. Guekos, "Efficiency and Noise Performance of Wavelength Converters Based on FWM in Semiconductor Optical Amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, no. 4, pp. 357-359, 1995.
- [Ottavi97] A. D'Ottavi, François Girardin, L. Graziani, F. Martelli, P. Spano, A. Mecozzi, S. Scotti, R. Dall'Ara, J. Eckner e G. Guekos, "Four-Wave Mixing in Semiconductor Optical Amplifiers: A Practical Tool for Wavelength Conversion", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* vol. 3, no. 2, pp. 552-528, 1997.
- [Ouellete87] F. Ouellete, "Dispersion Cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides", *Opt. Lett.*, vol. 12, no. 10, p. 847, 1987.
- [Ozeki94] T. Ozeki, M. Yoshimura, T. Kudo e H. Ibe., "Polarization-Mode-Dispersion Equalization Experiment Using a Variable Equalizing Optical Circuit Controlled by a Pulse-Waveform-Comparison Algorithm", *Conference on Optical Fiber Communications (OFC'94)*, TuN4, 1994.
- [Painchaud01] Y. Painchaud, A. Mailloux, M. Morin, F. Trepanier, M. Guy e S. LaRochelle, "Bragg grating gain flattening filters with small group delay ripples", *Proc of 27th European Conference on Optical Communication (ECOC '01)*, vol. 4, pp. 490 – 491, 2001.
- [Pan00] Z. Pan, Y. Xie, S. Lee, A. Willner, C. Grubsky, D. D. Starodubov e J. Feinberg, "Chirp-Free Tunable PMD Compensation using Hi-Bi Nonlinearly-Chirped FBGs in a Dual-Pass Configuration", *Proc. of Conference on Optical Fiber Communications (OFC 2000)*, ThH2-1, pp. 113-115, 2000.
- [Parker01] M. C. Parker, S. D. Walker e R. J. Mears, "An Isomorphic Fourier Transform Analysis of AWGs and FBGs", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 9, pp. 972-974, 2001.
- [Parker02a] M. C. Parker e S. D. Walker, "A Unified Fourier Transform Theory for Photonic Crystal and FBG Filters in the Strong Coupling Regime", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, no. 9, pp.1321-1323, 2002.
- [Parker02b] M. Parker e S. Walker, "Arrayed waveguide gratings, fiber Bragg gratings and photonic crystals: An isomorphic Fourier transform light propagation analysis" *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 8, pp. 1158-1167, 2002.
- [Parker03] M. C. Parker, S. D. Walker e R. J. Mears, "An Isomorphic Fourier Transform Analysis of AWGs and FBGs", *Inf. Sci.*, vol. 149, pp. 41-51, 2003.
- [Passy95] R. Passy, N. Gisin e J. P. von der Weid, "High-Sensitivity-Coherent Optical Frequency-Domain Reflectometry for Characterization of Fiber-Optic Network Components", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, no. 6, pp. 667-669, 1995.
- [Petropoulos00] P. Petropoulos, M. Ibsen, M. N. Zervas e D. J. Richardson, "Generation of a 40-GHz pulse stream by pulse multiplication with a sampled fiber Bragg grating,"

- Opt. Lett.*, vol. 25, pp. 521–523, 2000.
- [Petropoulos01] P. Petropoulos, M. Ibsen, A. D. Ellis e D. J. Richardson, “Rectangular Pulse Generation Based on Pulse Reshaping Using a Superstructured Fiber Bragg Grating”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 19, no. 5, pp. 746-752, 2001.
- [Prohaska93] J. D. Prohaska, E. Snitzer; S. Rishton e V. Boegli, “Magnification of mask fabricated fibre Bragg gratings”, *Electron. Lett.*, vol. 29, pp. 1614-1615, 1993.
- [Psaila95] D. C. Psaila, C. Martijn de Sterke e F. Ouellete, “Double pass technique for fabricating compact optical fibre rocking filters”, *Electron. Lett.*, vol. 31, pp. 1093-1094, 1995.
- [Rao97] Y. Rao, “In-fibre Bragg grating sensors”, *Meas. Sci. Technol.*, vol. 8, pp. 355-37, 1997.
- [Riant97] I. Riant e F. Haller, “Study of the photosensitivity at 193 nm and comparison with photosensitivity at 240 nm influence of fiber tension: Type IIA aging”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, pp. 1464-1469, 1997.
- [Rosenthal03] A. Rosenthal e M. Horowitz, “Inverse Scattering Algorithm for Reconstructing Strongly Reflecting Fiber Bragg Gratings”, *J. Quantum Electron.*, vol. 39, no. 8, pp. 1018-1026, 2003.
- [Rosenthal04] A. Rosenthal e M. Horowitz, “New technique to accurately interpolate the complex reflection spectrum of fiber Bragg gratings”, *J. Quantum Electron.*, vol. 40, no. 8, pp. 1099 – 1104, 2004.
- [Rouard37] M. P. Rouard, “Etudes des proprietes optiques des lames metalliques tres minces”, *Ann. Phys. II*, vol. 7 no. 20, 1937.
- [Rourke95] H. N. Rourke, S. R. Baker, K. C. Byron, R. S. Baulcomb, S. M. Ojha e S. Clements, “Fabrication and characterisation of long, narrowband fibre gratings by phase mask scanning”, *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 16, pp. 1341-1342, 1995.
- [Russel90] P. St. J. Russel e D. P. Hand, “Rocking filter formation in photosensitive high birefringence optical fibres”, *Electron. Lett.*, vol. 26, pp. 1846-1848, 1990.
- [Salik00] E. Salik, D. S. Starodubov, V. Grubsky e J. Feinbers, “Increase of photosensitivity in Ge-doped fibers under strain”, *Proc. of Conference on Optical Fiber Communications (OFC 2000)*, TuH5-1, pp. 124-126, 2000.
- [Sceats93] M. G. Sceats, G. R. Atkins e S. B. Poole, “Photolytic index changes in optical fibers”, *Annu. Rev. Mater. Sci.*, vol. 23, pp. 381-410, 1993.
- [Set01] S. Y. Set, B. Dabarshyah, C. S. Goh, K. Katoh, Y. Takushima, K. Kikuchi, Y. Okabe, e N. Takeda, “A widely tunable fiber Bragg grating with a wavelength tunability over 40 nm”, *Conference on Optical Fiber Communications (OFC 2001)*, Paper MC4-1, 2001.
- [Sheng04] H. Sheng, M. Fu; T. Chen; W. Liu e S. Bor; “A lateral pressure sensor using a fiber Bragg grating”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 4, pp. 1146–1148, 2004.
- [Shibata87] N. Shibata, R. P. Braun e R. G. Waarts, “Phase-Mismatch Dependence of Efficiency of Wave Generation Through Four-Wave mixing in a Single-Mode Optical Fiber”, *J. Quantum Electron.*, vol. QE-23, no. 7, pp. 1205-1210, 1987.

- [Shu02a] X. W. Shu, Y. Liu, D. H. Zhao, B. Gwandu, F. Floreani, L. Zhang e I. Bennion, "Dependence of temperature and strain coefficients on fibre grating type and its application to simultaneous temperature and strain measurement", *Opt. Lett.*, vol. 27, pp. 701–703, 2002.
- [Shu02b] X. Shu, D. Zhao, Y. Liu, B. A. L. Gwandu, F. Floreani, L. Zhang e I. Bennion, "Effectively simultaneous temperature and strain measurement utilising a dual-grating sensor formed by type IA and type IIA FBGs", *Proc 1st IEEE Int. Conf. on Sensors*, vol. 2, pp. 1740–1745, 2002.
- [Silva95] V. D. Silva, "Mecânica e resistência dos materiais", *Ediliber editora*, 1995.
- [Simpson03] A. G. Simpson, K. Kalli, K. Zhou, L. Zhang e I. Bennion, "An idealised method for the fabrication of temperature invariant IA-I strain sensors", *16th Int. Conf on Optical Fibre Sensors (OFS'2003)*, Postdeadline Papers, pp. 14–17, 2003.
- [Simpson04] A.G. Simpson, K. Kalli, K. Zhou, L. Zhang e I. Bennion, "Formation of type IA fibre Bragg gratings in germanosilicate optical fibre", *Electron. Lett.*, vol. 40, no. 3, pp. 163-164, 2004.
- [Skaar01] J. Skaar, "Synthesis of limited-bandwidth minimum-phase filters", *Inverse Probl.*, vol. 17, pp. 235-246, 2001.
- [Song03] Y. W. Song, S. M. R. M. Nezam, D. Starodubov, J. E. Rothenberg, Z. Pan, H. Li, R. Wilcox, J. Popelek, R. Caldwell, V. Grubsky e A. E. Willner, "Tunable Interchannel Broad-Band Dispersion-Slope Compensation for 10-Gb/s WDM Systems Using a Nonchannelized Third-Order Chirped FBG", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 1, pp. 144-146, 2003.
- [Starodubov97] D. S. Starodubov, V. Grubsky e J. Feinberg, "Bragg gratings fabrication in germanosilicate fibers by use of near-UV light: a new pathway for refractive-index changes", *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 1086-1088, 1997.
- [Storoy97] H. Storoy; H. Engan e B. Sahlgren, "Position weighting of fiber Bragg gratings for bandpass filtering", *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 1, pp. 784-786, 1997.
- [Sumetsky04] M. Sumetsky, N. M. Litchinitser, P. S. Westbrook, P. J. Lemaire, Y. Li, C. Soccolich e B. J. Eggleton, "Manufacture of high-performance fiber Bragg gratings for dispersion compensation Optical Fiber", *Proc. of Conference on Optical Fiber Communications (OFC 2004)*, vol. 2, pp. 44 – 46, 2004.
- [Summerfield96] M. A. Summerfield, R. S. Tucker, "Optimization of pump and signal powers for wavelength converters based on FWM in semiconductor optical amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, no. 10, pp. 1316–1318, 1996.
- [Sun04] L. Sun, X. Feng, W. Zhang, L. Xiong, Y. Liu, G. Kai, S. Yuan e X. Dong, "Beating Frequency Tunable Dual-Wavelength Erbium-Doped Fiber Laser With One Fiber Bragg Grating", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 6, pp. 1453-1455, 2004.
- [Takiguchi96] K. Takiguchi, S. Kawanishi, H. Takara, K. Okamoto, K. Jinguji e Y. Ohmori, "Higher order dispersion equaliser of dispersion shifted fibre using a lattice-form programmable optical filter", *Electron. Lett.* vol. 32, no. 8, p. 755-757, 1996
- [Takiguchi98] K. Takiguchi, S. Kawanishi, H. Takara, A. Himeno e K. Hattori, "Dispersion slope

- equalizer for dispersion shifted fiber using a lattice-form programmable optical filter on a planar lightwave circuit," *J. Lightwave Technol.*, vol. 16, pp. 1647–1656, 1998.
- [Tang01] J. M. Tang, P. S. Spencer e K. A. Shore, "Enhanced Performance of Polarization-Independent Four-Wave Mixing in Polarization-Sensitive Semiconductor Optical Amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 5, pp. 496–498, 2001.
- [Teh00] P. C. Teh, P. Petropoulos, M. Ibsen e D. J. Richardson, "A 10 Gbit/s, 160 Gchip/s OCDMA coding: decoding system based on superstructured fiber gratings" *Conference on Optical Fiber Communications (OFC 2000), Post-Deadline*, PD9-1, 2000.
- [Teh01] P. C. Teh, P. Petropoulos, M. Ibsen e D. J. Richardson, "Phase Encoding and Decoding of Short Pulses at 10 Gb/s Using Superstructured Fiber Bragg Gratings", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 2, pp. 154-156, 2001.
- [Teh02] P. C. Teh, M. Ibsen, J. H. Lee, P. Petropoulos e D. J. Richardson, "Demonstration of a Four-Channel WDM/OCDMA System Using 255-Chip 320-Gchip/s Quarternary Phase Coding Gratings", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, no. 2, pp. 227-229, 2002.
- [Teixeira05] A.L. Teixeira, R. N. Nogueira, P.S. André, M. Lima, J. Ferreira Rocha, "Optimized Wavelength Interleaved Radio-over-Fibre System based on Highly Birefringent Fiber Bragg Gratings" *Electron. Lett.*, vol. 41, no. 1, pp.30-32, 2005.
- [Tjin04] S. C. Tjin, R. Suresh e N. Q. Ngo, "Fiber Bragg grating based shear-force sensor: modeling and testing", *J. Lightwave Technol.*, vol. 22, no. 7, pp. 1728–1733, 2004.
- [Town93] G. E. Town, K. Sudgen, J. A. R. Williams, I. Bennion e S. B. Poole, , "Wide-Band Fabry-Perot-Like Filters in Optical Fiber, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, no. 1, pp. 78-80, 1993.
- [Tsuda99] H. Tsuda, K. Okamoto, T. Ishii, K. Naganuma, Y. Inoue, Member, H. Takenouchi, e T. Kurokawa, " Second- and Third-Order Dispersion Compensator Using a High-Resolution Arrayed-Waveguide Grating", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no. 5, pp. 569-571, 1999.
- [VPI01] "Fiber Bragg Grating" *Photonics Modules Reference Manual*, Virtual Photonics Inc. ©, 2001
- [Wang01] Y. Wang, J. Grant, A. Sharma e G. Myers, "Modified Talbot Interferometer for Fabrication of Fiber-Optic Grating Filter Over a Wide Range of Bragg Wavelength and Bandwidth Using a Single Phase Mask", *J. Lightwave Technol.*, vol. 19, no. 10, pp. 1569-1573, 2001.
- [Wei00] D. Wei, T. Li, Y. Zhao e S. Jian, "Multiwavelength erbium-doped fiber ring lasers with overlap written fiber Bragg gratings", *Opt. Lett.*, vol. 25, pp. 1150-1152, 2000.
- [Wei01] Z. Wei, Y. Yu, H. Xing, Z. Zhuo, Y. Wu, L. Zhang, W. Zheng e Y. Zhang, "Fabrication of Chirped Fiber Grating with Adjustable Chirp and Fixed Central Wavelength", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 8, pp. 821-823, 2001.
- [Wei01] Z. Wei, L. Qin, H. Li, Q. Wang, W. Zheng e Y. Zhang, "Fabrication of high quality chirped fiber Bragg grating by establishing strain gradient", *Opt.*

- Quantum Electron.*, vol. 33, pp. 55-65, 2001.
- [Weid97] J. P. von der Weid, R. Passy, G. Mussi and N. Gisin, "On the Characterization of Optical Fiber Network Components with Optical Frequency Domain Reflectometry", *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, no 7, pp. 1131-1141, 1997.
- [Wiesenfeld93] J. M. Wiesenfeld, B. Glance, J. S. Perino e A. H. Gnauck, "Wavelength Conversion at 10 Gb/s using a Semiconductor Optical Amplifier", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, no. 11, pp. 1300-1302, 1993.
- [Williams92] D. L. Williams, S. T. Davey, R. Kashyap, J. R. Armitage e B. J. Ainslie, "Direct observation of UV induced bleaching of 240 nm absorption band in photosensitive germanosilicate glass fibres", *Electron. Lett.*, vol. 28, no. 4, pp 369-370, 1992.
- [Williams93] D. L. Williams, B. J. Ainslie, J. R. Armitage, R. Kashyap, R. Campbell, "Enhanced UV Photosensitivity in boron codoped germanosilicate fibres", *Electron. Lett.*, vol. 29, pp.45-47, 1993.
- [Xia03] L. Xia, X. Li, X. Chen e S. Xie, "A novel dispersion compensating fiber grating with a large chirp parameter and period sampled distribution", *Opt. Commun.*, vol. 227, pp.311-315, 2003.
- [Xie00] Y. Xie, S. Lee, Z. Pan, J.-X. Cai e A. E. Willner, "Tunable compensation of the dispersion slope mismatch in dispersion-managed systems using a sampled nonlinearly chirped FBG," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, pp. 1417-1419, 2000.
- [Xie96] W. X. Xie, P. Niay, P. Bernage, M. Douay, T. Taunay, J. F. Bayon, E. Develaque e M. Monerie, "Photoinscription of Bragg gratings within perform plates of high NA germanosilicate fibers: searching for an experimental evidence of type II a photosensitivity in perform plates", *Opt. Commun.*, C124, pp. 295-300, 1996.
- [Xiong03] Z. Xiong, N. Moore, Z. G. Li e G. C. Lim, "10-W Raman fiber lasers at 1248 nm using Phosphosilicate Fibers", *J. Lightwave Technol.*, vol. 21, no.10, pp. 2377-2381, 2003.
- [Xu02] Y. Xu; G. X. Ouyang, R. K. Lee e A. Yariv, "Asymptotic matrix theory of Bragg fibers"; *J. Lightwave Technol.*, vol. 20, no. 3, pp. 428 – 440, 2002.
- [Yamada87] M. Yamada, e K. Sakuda, "Analysis of almost periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach", *Appl. Optics.*, vol. 25, no. 16, pp.3474-3478, 1987.
- [Yamashita96] S. Yamashita e K. Hotate, "Multiwavelength erbium doped fiber laser using intracavity etalon cooled by liquid nitrogen", *Electron. Lett.*, vol. 32, pp. 1298-1299, 1996.
- [Yang00] C. Yang e Y. Lai, "Apodized fibre Bragg gratings fabricated with uniform phase mask using low cost apparatus", *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 7, pp. 655-657, 2000.
- [Yang04] J. Yang; S. C. Tjin e N. Q. Ngo, "Multiwavelength tunable fiber ring laser based on sampled chirp fiber Bragg grating", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 4, pp. 1026 – 1028, 2004.
- [Yariv73] A. Yariv, "Coupled-mode theory for guided wave optics", *J. Quantum Electron.*,

- vol. 9, pp. 919-933, 1973.
- [Yariv77] A. Yariv e M. Nakamura, "Periodic structures for integrated optics", *J. Quantum Electron.*, vol. 13, pp. 233-253, 1977.
- [Yeom04] D. Yeom; H. S. Park e B. Y. Kim; "Tunable narrow-bandwidth optical filter based on acoustically modulated fiber Bragg grating", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 5, pp. 1313–1315, 2004.
- [Yi04] L. L. Yi, L. Zhan, J. H. Ji, Q. H. Ye e Y. X. Xia, "Improvement of gain and noise figure in double-pass L-band EDFA by incorporating a fiber Bragg grating", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 4, pp. 1005 – 1007, 2004.
- [Yoo96] S. J. B. Yoo, "Wavelength conversion technologies for WDM network applications", *J. Lightwave Technol.*, vol. 14, no. 6, pp. 955-966, 1996.
- [Yu04] H. Yu; C. Xu; Y. Wang; J. Wojcik, Z. Peng e P. Mascher, "External-cavity semiconductor laser with Bragg grating in multimode fiber", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 10, pp. 2341 – 2343, 2004.
- [Yuen82] M. J. Yuen, "Ultraviolet absorption studies of germanium silicate glasses", *Appl. Optics.*, vol. 21, pp.136-140, 1982.
- [Zaacks02] M. Zaacks, A. Zeitouny, M. Horowitz e U. Mahlab, "Measurement technique of phase aberration induced by fiber Bragg gratings", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, no. 3, pp. 352 – 354, 2002.
- [Zhou94a] J. Zhou, N. Park, K. Vajala, M. A. Newkirk e B. Miller, "Four-wave mixing wavelength conversion efficiency in semiconductor traveling-wave amplifiers measured to 65 nm of wavelength shift", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, no. 8, pp. 984–986, 1994.
- [Zhou94b] J. Zhou, N. Park, K. J. Vahala, M. A. Newkirk e B. I. Miller, "Broadband wavelength conversion with amplification by four-wave mixing in semiconductor travelling-wave amplifiers", *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 11, pp. 859-860, 1994.
- [Zhou94c] J. Zhou, N. Park, J. W. Dawson, K. J. Vahala, M. A. Newkirk e H. I. Miller, "Efficiency of Broadband four-Wave Mixing Wavelength conversion using semiconductor travelling-wave amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, no. 1 pp. 50-53, 1994.

Bibliografia seleccionada:

- T. Erdogan, "Fiber Grating Spectra", *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, no. 8, pp. 1277-1294, 1997.
- C. R. Giles, "Lightwave Applications of Fiber Bragg Gratings", *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, no. 8, pp. 1391 – 1404, 1997.
- K. O. Hill, "Photosensitivity in Optical Fiber Waveguides: From Discovery to Commercialization", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 6, no. 6, pp. 1186-1189, 2000.
- K. Inoue, "Four-Wave Mixing in an Optical Fiber in the Zero-Dispersion Wavelength Region", *J. Lightwave Technol.*, vol. 10, no. 11, pp. 1553-1561, 1992.
- J. Zhou, N. Park, J. W. Dawson, K. J. Vahala, M. A. Newkirk e H. I. Miller, "Efficiency of Broadband four-Wave Mixing Wavelength conversion using semiconductor travelling-wave amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, no. 1 pp. 50-53, 1994.

